Office - Peters Ha

Oberlin College Library
DEC 2 1927
Not to be Drawn

Physikalische Zeitschrift

gegründet von E. Riecke und H. Th. Simon

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von Johannes Stark

Herausgeber:

Prof. Dr. **P. Debye**, Prof. Dr. **F. Harms** und Prof. Dr. **R. Seeliger**

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von drei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für Reichsmark 11.— postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis $ 3.— vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland Reichsmark 9.—, im Ausland $ 2.60. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Reichsmark —.35, Beilagen mit Reichsmark 60.— berechnet.

Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Prof. Dr. F. Harms, Würzburg, Bismarckstr. 1, zu senden, mit Ausnahme der zusammenfassenden Berichte, deren Redaktion Prof. Dr. R. Seeliger, Greifswald, Leitzerstr. 43, führt. Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

No. 21. Ausgegeben am 1. November 1927. No. 745. Printed in Germany. 28. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

P. Cermak, Experimentelle Untersuchung der Töne gedackter Pfeifen mit dünner Endwand. S. 701—707.

A. Haas, Die Hypothese des elementaren Wirkungsquantums als Folge der Relativitätstheorie. S. 707—709.

O. Devik, Messung der durchdringenden Strahlung während der Sonnenfinsternis am 29. Juni 1927. S. 709—710.

K. C. Kar, Die Molekularzerstreuung des Lichtes beim kritischen Zustande. S. 710—711.

A. C. Lunn und J. K. Senior, Korrektur zu unserer Arbeit über die Raum-Zeit-Gruppen Kolkmeijers. S. 711—712.

Vorträge und Diskussionen des IV. Deutschen Physikertages in Kissingen vom 18.—24. September 1927:

G. Stetter, Die neueren Untersuchungen über Atomzertrümmerung. S. 712—723.

C. Lanczos, Zum Bewegungsprinzip der allgemeinen Relativitätstheorie. S. 723—726.

G. Herzberg, Über die kontinuierlichen Spektren des Wasserstoffs. S. 727—728.

G. Hoffmann, Über genaue Bestimmung der Ionenmengen einzelner α-Strahlen und den Nachweis neuer Aktivitäten. S. 729—731.

K. Kohl, Über kurze ungedämpfte Wellen. S. 732—734.

C. Hagen, Das Hangphänomen des Quecksilbers und ein neues Manometer. S. 735—737.

K. Donat und K. Philipp, Der Ausbau beim β-Rückstoß von Thorium B. S. 637.

Besprechungen:

F. W. Aston, The Structural Units of the Material Universe. S. 737.

R. Süring, Leitfaden der Meteorologie. S. 738.

E. N. da C. Andrade, The Structure of the Atom. S. 738.

Vorlesungsverzeichnis für das Wintersemester 1927/28. S. 738—744.

Personalien. S. 744.

Gesuche. S. 744.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Mit einer Beilage von der Polytechnischen Buchhandlung A. Seydel in Berlin, betreffend: Stark, Die Axialität der Lichtemission und Atomstruktur.

Überragend

sind unsere überall bekannten

aschefreien Filter Nr. 589 u. 590.

Mit unseren

Rundfiltern
Faltenfiltern
Extraktionshülsen
Filtrierpapieren in Bogen

bilden sie unentbehrliche Hilfsmittel für jedes Laboratorium.

Unsere Preisliste, ein Wegweiser für jeden Interessenten, versenden wir kostenfrei.

Carl Schleicher & Schüll
DÜREN, Rheinl.

Wissenschaftliche Optik

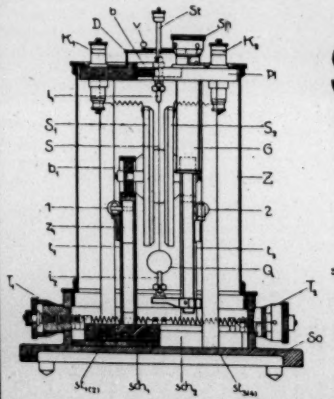
aus

Kalkspat
Quarz
Flußspat
Gips u. Glimmer
Steinsalz
Glas

B. Halle Nachfl.
Optische Werkstätten
Berlin-Steglitz.

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.



Saiten-Elektrometer

nach Lutz-Edelmann (neue Form).

C. W. Lutz, Physik. Zeitschrift, 24. Jahrgang. 1923. Seite 166—170.

Katalog 30, Spezialliste No. 32 über Saitengalvanometer und Registrierapparate, Spezialliste No. 31 über einfache Präzisionsschulapparate gratis und franko.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

No. 21. 1. November 1927. Redaktionsschluß für No. 23 am 10. November 1927. 28. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

P. Cermak, Experimentelle Untersuchung der Töne gedackter Pfeifen mit dünner Endwand. S. 701.

A. Haas, Die Hypothese des elementaren Wirkungsquantums als Folge der Relativitätstheorie. S. 707.

O. Devik, Messung der durchdringenden Strahlung während der Sonnenfinsternis am 29. Juni 1927. S. 709.

K. C. Kar, Die Molekularzerstreuung des Lichtes beim kritischen Zustande. S. 710.

A. Lunn u. J. Senior, Korrektur zu unserer Arbeit über die Raum-Zeit-Gruppen Kolkmeijers. S. 711.

Vorträge und Diskussionen des IV. Deutschen Physikertages in Kissingen vom 18.—24. September 1927:

G. Stetter, Die neueren Untersuchungen über Atomzertrümmerung. S. 712.

C. Lanczos, Zum Bewegungsprinzip der allgemeinen Relativitätstheorie. S. 723.

G. Herzberg, Über die kontinuierl. Spektren des Wasserstoffs. S. 727.

G. Hoffmann, Über genaue Bestimmung der Ionenmengen einzelner α-Strahlen und den Nachweis neuer Aktivitäten. S. 729.

K. Kohl, Über kurze ungedämpfte Wellen. S. 732.

C. Hagen, Das Hangphänomen des Quecksilbers und ein neues Manometer. S. 735.

K. Donat und K. Philipp, Die Ausbeute beim β-Rückstoß von Thorium *B*. S. 737.

Besprechungen:

F. W. Aston, The Structural Units of the Material Universe. S. 737.

R. Süring, Leitfaden der Meteorologie. S. 738.

E. N. da C. Andrade, The Structure of the Atom. S. 738.

Vorlesungsverzeichnis f. das Wintersemester 1927/28. S. 738.

Personalien. S. 744.

Gesuche. S. 744.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Experimentelle Untersuchung der Töne gedackter Pfeifen mit dünner Endwand.

Von P. Cermak.

Der Resonanzton einer einseitig geschlossenen Röhre kann den normalen Wert der Schwingungszahl in besonderen Fällen unterschreiten. Solche experimentellen Anordnungen sind mehrfach angegeben worden; zu ihnen gehört auch der Fall, daß die abschließende Endwand besonders dünn ist[1]). Die im Nachfolgenden beschriebenen Versuche sollen dazu dienen, diesen Spezialfall zu klären.

Bei den ersten Versuchen benutzte ich ein 12 mm weites Messingrohr, das an einem Ende außen verdickt war, dort ein Gewinde trug, auf das ein tellerartiges Messingstück mit einer zentralen Öffnung von wieder 12 mm so aufgeschraubt werden konnte, daß damit verschieden dicke Aluminium- und Papierfolien gegen das Pfeifenende gepreßt wurden. Es zeigte sich sofort, daß bei diesen dünnen Endwänden starke Erniedrigungen der Grundschwingungszahlen eintraten und daß bei gleichbleibendem Material diese Erniedrigungen umso größer wurden, je dünner die gewählte Folie war. Ja es gelang mit dünnster Aluminiumfolie Töne zu erhalten, die etwa eine Oktave unter dem normalen Ton der fest gedackten Pfeife lagen. Doch ließ sich bei dieser Anordnung nicht vermeiden, daß die Folien beim Festschrauben künstlich gespannt wurden und diese jeweilige, vom Zufall abhängende Spannung beeinflußte wesentlich die Tonhöhe.

Deshalb und um größere Folien verwenden zu können, wurde eine Pfeife mit Kreisspalt (nach Art der Galtonpfeifen) gebaut, bei der die Folien ohne wesentliche Querspannungen am Ende des Resonanzrohres angepreßt werden konnten. Die Länge des Resonanzrohres bis zur Folie betrug 24,6 cm; der Rohrdurchmesser an der Schneide 4.0 cm, der Durchmesser der Öffnung am verschließbaren Ende 3,55 cm, die Dicke des mit Flügelschrauben aufschraubbaren Aufsatzringes 0,4 cm. Also war die Länge der offenen Pfeife 25,0 cm, die der gedackten 24,6 cm. Die Maulweite war mit Hilfe einer auf das Resonanzrohr eingerissenen Schraubenlinien-Teilung auf Zehntelmilimeter genau einstellbar. Der Kreisspalt hatte eine Weite von 1 mm. Die Luftstromstärken wurden mit geeichten Rota-Messern bestimmt, die Tonhöhen mit Monochord und Stimmgabel festgestellt.

Über die Tonbildung solcher Pfeifen haben die Untersuchungen der letzten Jahrzehnte genügende Klarheit gebracht[1]). Experimentelle Daten über die Änderung der Frequenz der Kreisspaltpfeifen bei variabler Maulweite und variablem Luftstrome liegen aber kaum vor. Deshalb und weil man die Eigenschaften der Pfeife genau kennen muß, wenn man mit ihrer Hilfe die durch die Endmembran bedingten Frequenzänderungen ergründen will, gebe ich zunächst ein schema-

1) R. Geigel, Mitt. d. naturw. Ver. Aschaffenburg **6**, 67, 1907.

1) Literatur zuletzt zusammengefaßt in Geiger u. Scheels Handbuch der Physik **8**, 267 ff., 1927.

tisches Beispiel der Tonfolgen des so erregten Rohres — offen und gedackt — bei zunehmender Maulweite und drei verschiedenen Luftstromstärken. (Tabelle I.)

Tabelle I.

cm³/sec	300	650	750	
zunehmende Maulweite ↓	567	1168	1168	offene Pfeife mit Ring
	600	586	594	
	600	1192	1217	
	600	608	607	
		1526	2122	Pfeife ist gedackt mit 1 mm Aluminium
		941	1554	
			947	
	323	325	317	
		1611	1611	
		973	973	
	323	329	329	

Die Frequenzen für die (zahlenmäßig nicht angegebenen) zunehmenden Maulweiten stehen senkrecht untereinander. Der genauere Verlauf ist aus der Fig. 1 ersichtlich. Hier schon fällt auf, daß der Grundton solcher Kreisspaltpfeifen nicht aus der einfachen Pfeifenformel exakt angebbar ist, daß aber auch die von Wertheim, Rayleigh u. a. angegebenen Korrektionsformeln hier nicht ausreichend sind. Weiter zeigt sich, daß die bei zunehmender Maulweite aufeinanderfolgenden Teiltongruppen in bezug auf ihre Frequenzen nicht gleichwertig sind; die erste Teiltonfolge weist kleinere Frequenzen auf als die nächsten. (Es gelingt oft, besonders bei hohen Luftstromstärken, noch weitere Teiltongruppen zu beobachten sie zeigen dieselben Frequenzen wie die zweite.)

Den genaueren Einblick in die Frequenzbeziehungen der aufeinanderfolgenden Töne gibt die Fig. 1, bei der die Ergebnisse dreier Meßreihen bei drei verschiedenen Luftstromstärken eingetragen sind. Abszissen sind die Maulweiten in mm, Ordinaten die Größen N/N_0, d. h. die jeweilige Frequenz dividiert durch den normalen Grundton, Resonanzton der Pfeife, der auf Grund zahlreicher Versuche zu 328 ermittelt ist. Die Ordinate gibt also die mehr oder weniger veränderten Teiltöne an.

Mit zunehmender Maulweite ändert sich also die Frequenz sprungweise von einem zum andern Teilton. Sie setzt mit dem höchsten bei dem betreffenden Luftstrom gerade noch erreichbaren Teiltone ein, durchläuft dann die niederen Teiltöne bis zum Grundtone, der über einen längeren Maulweiten-Bereich bestehen bleibt; durchläuft dann die Teiltonreihe in umgekehrter Folge, springt wieder auf den Grundton usw., wenn die Maulweite immer weiter vergrößert wird. Die einzelnen Teiltöne behalten dabei in dem Maulweitengebiete, in dem sie erscheinen, keine konstante Frequenz, sondern ein jeder setzt mit höherer Frequenz ein, als er verschwindet. Diese Erscheinung ist aus den Untersuchungen über die Schneidentöne von Göller, Rieth, Krüger u. a. leicht verständlich. Der Schneidenton, dessen Höhe sich innerhalb gewisser Maulweitenbereiche kontinuierlich ändern würde, wird durch den Einfluß des angekoppelten Resonanzrohres über einen größeren Maulweitenbereich hin erzwungenerweise konstant gehalten mit einer gewissen Nachgiebigkeit beider Teilsysteme, bis die Bedingungen für die Ausbildung des nächsten Teiltones des Resonanzrohres günstig geworden sind und so das Umspringen in diesen Teilton eingeleitet wird. Daher stimmen auch die abgelesenen Maulweiten, bei denen irgendein Teilton bei zunehmender Maulweite einsetzt, nicht überein mit denen bei abnehmender Maulweite. Oft setzt auch der nächstfolgende Teilton ein, ehe der vorangehende vollkommen verschwunden ist. Das kann seine Ursache darin haben, daß die Luftlamelle nicht auf dem ganzen Kreisumfange unter exakt gleichen Bedingungen sich befindet. Bei rascher Änderung der Maulweite fallen einzelne Teiltöne aus. Auch treten gelegentlich Gebiete völligen Schweigens auf. Bei kleinen

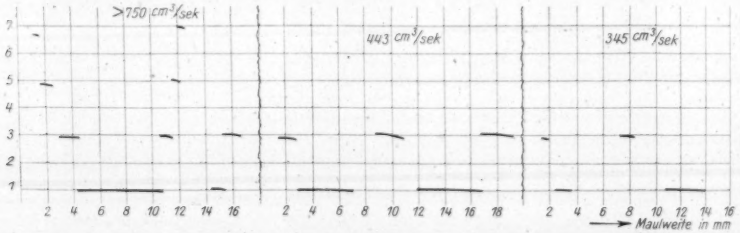


Fig. 1. Teiltöne der gedackten Kreisspalt-Pfeife bei konstantem Luftstrom und zunehmender Maulweite.

Luftstromstärken bilden sich nicht mehr soviele der höheren Teiltöne aus wie bei größeren; ist die Luftstromstärke geringer als 300 cm³/sec geworden, so tritt nur der Grundton in gewissen Maulweitengebieten abwechselnd mit Schweigegebieten auf.

Die schönen experimentellen Untersuchungen Carrières[1]) zeigen, wie sich an der Schneide (Lippe) seiner Pfeife äquidistante, versetzte Wirbelreihen v. Kármánscher Art ablösen, deren Abstand gleich der Maulweite ist und deren Folgetempo durch die Frequenz des Teiltones bestimmt wird. Man muß wohl annehmen, daß in analoger Weise die Tonbildung bei der Kreisspaltpfeife erfolgt. Dann wird also (Fig. 1; bei 750 cm³/sec) die Frequenz des Resonanzrohres N während der ganzen Maulweitenänderung von 4,2 bis 10 mm eine zunehmende Wandergeschwindigkeit u der Wirbel erzwingen nach der für diese Töne geltenden Formel[2]) $N = \frac{u}{l}$, wobei l den Wirbelabstand in der Strahlrichtung bedeutet. Es dürfte sich dabei auch der Querabstand h der gegeneinander versetzten Wirbel ändern, da nach den Untersuchungen von Krüger auch $\frac{h}{l}$ ungefähr konstant bleibt; es wird sich also die Struktur der bewegten Luftröhre ändern, unstabiler werden. Beim Sprunge zum nächsten Teiltone bleibt l konstant, wie sich dann u und h ändern, läßt sich aus den in der Figur wiedergegebenen Zahlengrößen nicht ermitteln, darüber können nur spezielle Versuche nach der Methode von Carrière Aufschluß bringen. Carrière selbst schließt aus seinen Beobachtungen an der Lippenpfeife eine Veränderung der Wirbelfolgezeit im Verhältnis der Teiltöne beim Übergang von einem zum andern Teiltone.

In Fig. 2 ist der Zusammenhang zwischen Luftstromstärke und Frequenz bei verschiedenen Maulweiten dargestellt. Ordinaten sind die Vielfachen des Grundtones, die Teiltöne, Abszissen die willkürlichen Einheiten des Rotamessers, die der Luftstromstärke proportional sind. Es zeigt sich im allgemeinen ein treppenförmiger Anstieg der Frequenz mit zunehmendem Luftstrome. Bei manchen Maulweiten werden alle erreichbaren Teiltöne durchschritten, bei anderen nur wenig oder nur eine Frequenz für den ganzen Luftstrombereich, in dem die Pfeife anspricht. Diese letzte, günstigste Maulweite, hier 48 mm, wird man für den Bau unveränderlicher Kreisspaltpfeifen wählen. Je größer die Maulweite ist, umso größer ist die Anfangsluftstromstärke, die zum Einsetzen des betreffenden Teiltones nötig ist[1]. Jeder Ton setzt mit etwas erniedrigter Frequenz ein, wird aber bald konstant; eine Erscheinung, die man beim Ertönen jeder Fabrikpfeife dieser Art beobachten kann.

Macht man nun die die Pfeife abschließende Wand dünn und nachgiebig, so ändern sich die Verhältnisse wesentlich. Das zeigt Fig. 3 für den Fall einer Endplatte aus einem glatten Papier von 0,075 mm Dicke. Drei wesentliche Änderungen läßt der Vergleich mit Fig. 1 erkennen: 1. Die Frequenz des Grundtones ist um etwa 20 Proz. erniedrigt. 2. Die Frequenz der oberen Teiltöne ist im allgemeinen erhöht. 3. Zwischen Grundton und erstem Oberton schiebt sich ein neuer Teilton ein. Erhöhung oder Erniedrigung der Teiltonfrequenzen bedeutet aber, daß die stehende Schwingung am Orte der die Pfeife ab-

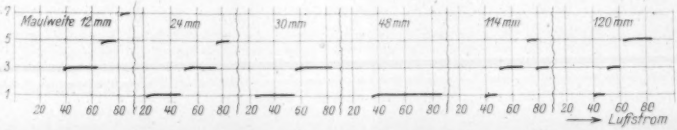


Fig. 2. Teiltöne der gedackten Kreisspalt-Pfeife bei zunehmendem Luftstrom

deckenden dünnen Wand keinen Knoten mehr hat, daß dieser Knoten beim Grundtone außerhalb der Pfeife liegt, bei den anderen Teiltönen nach innen gerückt ist. Im ersten Falle schwingt die dünne Wand in Phase mit den Luftteilchen der Pfeifenmündung, im zweiten Falle, wenn der Knoten einwärts gerückt ist, schwingt die Abschlußplatte bei den ungeraden Vielfachen des Grundtones auch in Phase mit den Luftteilchen der Mündung, bei den geraden Vielfachen aber in entgegengesetzter Phase. Dann schwingt also die Pfeife wie eine offene Pfeife. Ich erhielt freilich hier nur den Grundton der offenen Pfeife (mit erniedrigter Frequenz); möglicherweise sind bei größeren Pfeifenquerschnitten auch deren Obertöne erregbar.

Die Tabelle II enthält die zur Fig. 3 gehörenden Beobachtungszahlen: die Maulweite in

1) Z. Carriere, Journ. d. Phys. Bd. 5—7. 1925—1927.
2) F. Krüger, Ann. d. Physik (IV) **62**, 673, 1920.

1) Da mit zunehmender Maulweite sicherlich auch die Luftlamellenbreite wächst, dürfte die Beziehung bestehen, daß die zur Erregung des Teiltons nötige Luftstromdichte konstant ist.

Millimetern, die Frequenzen, dann in den beiden nächsten Spalten die Frequenz dividiert durch die Grundfrequenz des fest gedackten bzw. des offenen Rohres (sie geben also die Vielfachen des Grundtones und lassen auch Erhöhung oder Erniedrigung der Tonhöhe erkennen), schließlich in der letzten Spalte die Luftstromstärke. Als normale Grundfrequenzen sind auf Grund reichlicher Versuche die Mittelwerte 328 für das fest gedackte, 600 für das offene Rohr genommen.

In Fig. 4 sind dargestellt die Töne, die ein sehr dünnes, glattes Papier von 0,03 mm Dicke bei zwei verschiedenen Luftstromstärken ergab. Als Ordinaten sind (links) wieder die Teiltöne des fest gedackten Rohres aufgetragen, als Abszissen die Maulweiten in Millimetern. Daneben sind (rechts) noch eingetragen die Teiltöne des offenen Rohres, also die jeweiligen Frequenzen dividiert durch 600. Wenn dieses dünne Papier also die Endwand des Rohres bildet, so ertönen gar nicht mehr die Töne der gedackten Pfeife, sondern nur solche der offenen. Auch diese Töne sind etwas erniedrigt und in ihrer Frequenz nicht konstant, sondern nachgiebig. Die Kurven stellen — das sieht man besonders an dem Bilde für den kleineren Luftstrom — eigentlich nur mehr Teile der Kurve der Schneidentöne dar, die in der Nähe der Teiltöne des (offenen) Rohres durch Resonanz verstärkt worden sind. Daher ist auch das Ansprechen des Rohres nicht mehr so gut wie bei festerer Endwand, besonders bei geringem Luftstrome sind die Töne nicht mehr kräftig. — Als Einschaltung sei hier erwähnt, daß das gleiche Papier bei einem engen Rohre als Endplatte verwendet — bei dem der Vorversuche von nur 12 mm Durchmesser — noch Teiltöne der geschlossenen Pfeife zu erregen gestattet; der Grundton war dann je nach der Spannung um eine Quarte bis Quinte erniedrigt.

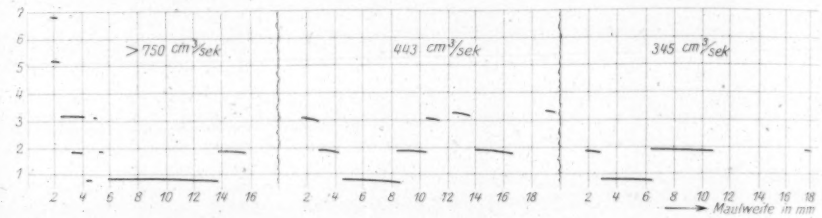


Fig. 3. Teiltöne bei nachgiebiger Endwand; Papier von 0,075 mm Dicke.

Es lag nun nahe bei senkrecht gestellter Kreisspaltpfeife als Endabschluß eine Seifenlamelle zu verwenden, wie das z. B. auch Geigel[1])

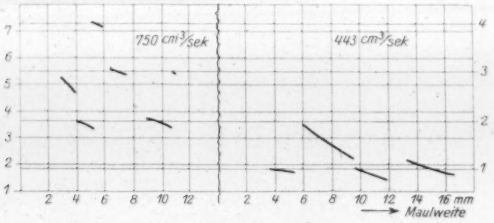


Fig. 4.
Teiltöne bei nachgiebiger Endwand; Papier von 0,03 mm Dicke.

getan hat. Ist die Lamelle dick und die Lösung zähe, so erhält man bei dem hier verwendeten Querschnitt gelegentlich den Grundton der gedackten Pfeife, meist jedoch die Teiltöne der offenen. Zu exakten Messungen sind die Seifenlamellen nicht verwendbar, da deren Dicke sich nicht nur durch Verdunstung, sondern vor allem durch das Mitschwingen selbst ändert und stets in der Mitte dünner wie am Rande ist. Man

1) l. c.

Tabelle II.

Maulweite in mm	Frequenz N	$N/N_{gedackt}$	N/N_{offen}	Luftstrom in cm^3/sec	Maulweite in mm	Frequenz N	$N/N_{gedackt}$	N/N_{offen}	Luftstrom in cm^3/sec
1,9	2230	6,8		750	7,6	261	0,796		443
2,1	1688	5,14		750	8,4	249	0,758		443
2,4	1029	3,12		750	8,6	630		1,05	443
2,5	1029	3,12		750	9,6	630		1,05	443
2,9	1029	3,12		750	10,4	617		1,03	443
	580		0,97	750	10,45	1006	3,08		443
3,6	1029	3,12		750	10,8	956	2,92		443
	580		0,97	750	11,4	916	2,79		443
4,2	1029	3,12		750	11,5	—			443
	248	0,757		750	12,4	1081	3,30		443
4,8	1012	3,08		750	13,2	1061	3,24		443
5,0	1006	3,06		750	14,1	669		1,11	443
5,15	592		0,99	750	15,6	649		1,08	443
5,4	622		1,04	750	16,8	—			443
6,0	268	0,82		750	19,0	1093	3,33		443
6,6	270	0,82		750	19,3	1081	3,29		443
7,2	272	0,83		750	20,4	—			443
8,4	272	0,83		750					
10,0	272	0,83		750	1,7	644		1,07	345
11,4	266	0,81		750	2,8	—			345
12,0	264	0,805		750	2,9	272	0,83		345
12,6	256	0,78		750	4,8	272	0,83		345
13,2	252	0,77		750	6,0	270	0,82		345
13,8	245	0,75		750	6,6	685		1,14	345
	604		1,01	750	7,2	661		1,10	345
14,4	596		0,99	750	7,6	635		1,06	345
15,6	594		0,99	750	9,9	679		1,13	345
16,8	—			750	10,8	679		1,13	345
					10,9	—			345
1,6	1006	3,08		443	17,7	696		1,16	345
2,4	988	3,01		443	18,0	—			345
2,74	600		1,00	443					
3,4	590		0,98	443	2,2	285	0,868		260
4,4	254	0,775		443	3,6	279	0,85		260
5,4	261	0,796		443	4,0	—			260

kann an solchen Lamellen aber sehr deutlich das Mitschwingen der Endmembran beobachten. Die infolge des größeren Luftdruckes im Rohr nach oben außen gewölbte Seifenhaut zeigt sowohl bei direkter Betrachtung wie bei episkopischer Projektion, die bekannten Schwingungsfiguren der Membran, Kreise und Sterne, die, wenn die Lamelle genügend dünn geworden, die Newtonschen Interferenzfarben aufweisen. Das Mitschwingen ist meist so stark, daß sich in den Knotenlinien kleine Tröpfchen ablösen, die bis zu Höhen von mehr als einem Zentimeter geworfen werden. Die Zahl der Knotenringe, das ganze Schwingungsbild ändert sich deutlich mit jedem Teiltonwechsel. Versuche, die Frequenzdifferenz gegen die ganz offen schwingende Pfeife zu vergrößern durch Beschwerung der Seifenlamelle mit Zucker und mit sehr feinem Aluminium- und Bleipulver, blieben ergebnislos bzw. im Qualitativen stecken, da die Beschwerung durch gelösten Zucker zu gering war, die Metallpulver bei der Schwingungsbewegung der Membran am Rande und in den Knotenlinien ausgeschieden wurden.

Die nächste Fig. 5 gibt für vier verschiedene Membranen gleicher Dicke (0,02 mm) das Tonbild bei zunehmender Maulweite. Alle vier Bilder beziehen sich auf die gleiche maximal erreichbare Luftstromstärke von etwa 750 cm^3/sec. Die Membranen zeigen bei solcher Dünnheit schon eine große Nachgiebigkeit gegen Tonänderung, besonders für die höheren Teiltöne, die Resonanztöne des Rohres sind weniger scharf ausgeprägt. Die Frequenzen des Grundtones waren z. B. bei der Maulweite 8 mm für:

	Blei	Kupfer	Aluminium	Festgedackt
N	217	288	170	328
$N/N_{gedackt}$	0,662	0,879	0,518	1,00

Daß die Tonerniedrigung des Grundtones, die bei Aluminium fast eine Oktave beträgt, umso größer ist, je kleiner die Dichte der Endwand, tritt wohl beim Vergleich von Blei mit Aluminium in Erscheinung, nicht aber beim Kupfer, da dieses ein hart gewalztes dünnes Blech von beträchtlicher Steifheit war. War die Bleifolie Endwand, so traten nur Teiltöne des geschlossenen Rohres auf; bei Kupfer, Aluminium, Glimmer

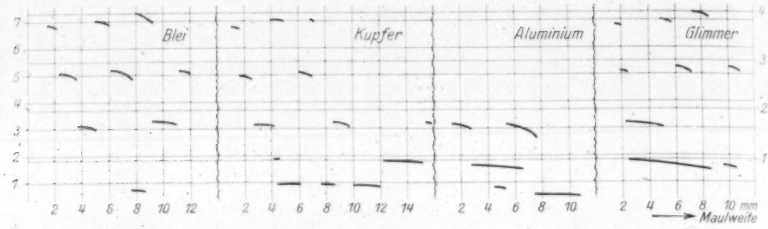


Fig. 5. Teiltöne bei Endwänden aus verschiedenem Material gleicher Dicke: 0,02 mm.

schiebt sich wieder der Grundton des offenen Rohres ein. Glimmer gibt den Grundton des geschlossenen Rohres überhaupt nicht mehr. Auffallend ist wohl noch, daß bei Aluminium die höheren Teiltöne sich nicht erregen lassen; doch ist das nur bei zu starkem Anblasen der Fall; bei der Luftstärke 443 cm³/sec traten die Töne 2, 3, 5, 7, bei ganz kleinem Luftstrome nur 2 und 3 abwechselnd auf.

Alle bisher angeführten Versuche zeigen, daß bei dünner Endwand ein Mitschwingen dieser Endwand erfolgt, daß die stehende Welle am Ende des Rohres keinen Knoten mehr aufweist und daß dadurch Änderungen der normalen Rohrfrequenzen bedingt werden. Daß dabei die Membran erzwungene Schwingungen ausführt, erscheint selbstverständlich und daß ihre Frequenz mit der des Rohres übereinstimmt, höchstwahrscheinlich. Trotzdem wurde noch versucht, diese Membranfrequenzen gesondert zu ermitteln. Das gelang mit einer Verstärkeranordnung. Es wurde zunächst als Endwand des Rohres ein 0,06 mm dünnes Eisenblech gewählt. Hinter dieses Eisenblech wurde ein gutes Telephon, dessen Membran entfernt war, so aufgestellt, daß sein Magnetsystem etwa 1 cm Entfernung von der Endwand hatte. Die nun von der schwingenden Endplatte im Telephon erregten Ströme wurden einem Siemensschen Verstärker zugeführt und konnten wieder mit einem Telephon deutlich gehört werden. Dabei ergab sich, daß das Mitschwingen der Membran nicht immer in gleicher Stärke erfolgte und daß die Frequenz des Rohres mit der der Membran nicht immer übereinstimmt. Besonders bei Maulweiten, bei denen ein Umkippen des Rohrtones von einem zum nächsten Teilton erfolgt oder in solchen Maulweitengebieten, wo gleichzeitig mehrere Teiltöne des Rohres (mit freiem Ohre) hörbar werden, schwingt die Membran mit der Frequenz des tiefsten der gerade erregten Töne, gelegentlich auch mit einem tiefen Teilton, der als Rohrschwingung an dieser Stelle nicht hörbar ist.

So gibt bei Maulweite 4,8 mm und Luftstrom 510 cm³/sec das mit der Eisenfolie geschlossene Rohr die Töne 281 und 544 (das sind die beiden erniedrigten Grundtöne des Rohres), die Membran aber schwingt nur mit der Frequenz 281 oder bei Maulweite 3,6 mm und 450 cm³/sec gibt das Rohr außer dem Grundton 281 den Teilton 1590, die Membran

Tabelle III.

Maulweite in mm	Frequenz des Rohres	Frequenz der Membran	$N/N_{ged.}$	N/N_{offen}	Maulweite in mm	Frequenz des Rohres	Frequenz der Membran	$N/N_{ged.}$	N/N_{offen}
1,38	2238	2238	6,8		7,0	kein deutlicher Ton			
		1116		1,86	7,2	2267		6,88	
1,5	1582		4,8			1023		3,12	
	497	497		0,83			1298		2,16
1,8	1582		4,8		8,0	506	506		0,84
		497		0,83	9,0	506	506		0,84
		(248)	(0,76)				256	0,78	
2,58	494	494		0,82	10,2	497	497		0,83
3,6	494	494		0,82			248	0,76	
4,2	482	482		0,80	10,7	248	248	0,76	
4,5	2233		6,8			1042		5,00	
		540		0,90	10,8	248	248	0,76	
4,9	2175		6,63			u. Geräusch			
		540		0,90	12,4	Schweigen bis			
5,1	1673	1673	5,1		13,2	1035		3,15	
		518		0,86	14,6	kein bestimmbarer Ton mehr.			
6,2	1627		4,96						
		518		0,86	Alle Bestimmungen bei Luftstrom 750 cm³/sec.				

nur 281. Bei Maulweite 2,0 mm und Luftstrom 485 cm³/sec hört man kräftig den Rohrton 1595 (d. i. in Vielfachen des Grundtones 4,87); der im Telephon hörbare Membranton hat aber die Frequenz 798 und das ist weder ein Teilton des geschlossenen noch einer des offenen Rohres, also wohl ein durch den Einfluß der Schneidenwirbel gerade erregbarer Eigenton der Membran.

Leider stand keine dünnere Eisenmembran zur Verfügung, bei der die Frequenzänderungen noch deutlicher zur Erscheinung gekommen wären. Jedoch zeigte sich, daß auch die Töne von unmagnetischen Membranen mit der Verstärkeranordnung hörbar gemacht werden können, wenn das dann noch weiter (bis auf 3 mm) an die Endwand angenäherte Telephon mit seiner eigenen Eisenmembran bedeckt bleibt. So konnten auch die Membrantöne von dünnen Kupfer- und Papierendwänden untersucht werden. In diesen Fällen wird die Schwingung der Endwand mechanisch durch das Luftpolster zwischen Endwand und Telephonmembran übertragen. Dabei läßt sich freilich eine geringe Beeinflussung der gesamten Tongebung des Rohres nicht vermeiden. Man kann sich von dieser Tatsache einfach überzeugen, wenn man dem tönenden Rohre mit dünner Endwand eine feste Platte bis auf geringe Entfernungen nähert. Die Tabelle III gibt als Beispiel die Töne des Rohres und die einer Kupfermembran von 0,02 mm Dicke bei zunehmender Maulweite und konstantem Luftstrome. (Eine graphische Wiedergabe in Kurvenform wäre schwer durchzuführen.) Zu jeder (in der ersten Spalte) eingetragenen Maulweite finden sich in der zweiten und dritten Spalte die Frequenzen des Rohres und die der Membran, in der vierten und fünften diese Frequenzen als Vielfache der Grundtöne des festgedackten oder vollkommen offenen Rohres. Eingeklammerte Zahlen bedeuten, daß der Ton sehr schwach, kaum hörbar war. Jede Frequenz ist nur da eingetragen, wo sie hörbar war; also bei Maulweite 1,8 hört das freie Ohr den Rohrton 1582, im Telephon aber die Membrantöne 497 und 248, letzteren ganz schwach. Die maximale Erniedrigung des Grundtones betrug 24 Proz. Die Membran zieht im allgemeinen ein Schwingen in den tieferen Teiltönen vor. Das ist aber nicht immer der Fall, so liegt der Membranton 1298 bei der Maulweite 7,2 mm zwischen den Rohrtönen 2267 und 1023. Die Membrantöne weisen oft Rauhigkeiten, Schwebungscharakter auf, das erstere vor allem beim Einsetzen, und der Schwebungscharakter wird besonders deutlich, wenn ein Differenzton gleicher Frequenz zwischen den erklingenden Teiltönen des Rohres möglich ist. Ob der bei Maulweite 7,2 auftretende kräftige Membranton 1298 wirklich der erste Oberton des offen schwingenden Rohres ist oder ein da gerade erregter Eigenton der Membran, müßte erst durch besondere Versuche festgestellt werden.

Es sei noch vermerkt, daß ähnliche Veränderungen der normalen Teiltonfrequenzen eines Rohres auch eintreten müssen, wenn das Rohr an einem seiner Enden durch eine Telephonmembran zu Resonanzschwingungen erregt wird. So findet z. B. C. Barus[1]) als Resonanztöne eines so erregten Rohres a' und f'' und hält f'' für den 1. Oberton, „enormously dislocated in pitch". Es dürften nach den obigen Ausführungen aber zweifellos die beiden modifizierten Grundtöne des gedackten und offenen Rohres vorliegen.

Zusammenfassung.

Es wurden die Töne gedackter Rohre mit dünner Endwand experimentell festgestellt. Die Endwände schwingen mit, bewirken eine Verlagerung der Knotenstellen der stehenden Schwingungen und dadurch Frequenzänderungen gegenüber den normalen Tönen festgeschlossener Rohre. Im allgemeinen wird der Grundton des Rohres vertieft und zwar um so mehr, je dünner die Endwand, je geringer ihre Dichte und je geringer ihre Steifheit ist. Die übrigen Teiltöne werden meist erhöht. Bei genügend dünner Endwand treten auch Teiltöne des offen schwingenden Rohres auf. Die Frequenzen der Endwände brauchen nicht mit den Schwingungszahlen der gerade erregten Teiltöne übereinzustimmen.

1) C. Barus, Proc. Nat. Acad. Amer. **13**, 37, 1927.

Gießen, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 21. September 1927.)

Die Hypothese des elementaren Wirkungsquantums als Folge der Relativitätstheorie.

Von Arthur Haas.

In einer in dieser Zeitschrift kürzlich veröffentlichten Mitteilung „Über die Ableitung der fundamentalen relativitätstheoretischen Sätze aus der Broglieschen Hypothese der Phasenwellen"[1]) habe ich darauf hingewiesen, daß sich die relativistische Formel für die Abhängigkeit der Masse von der Geschwindigkeit und der Satz von der trägen Masse der Energie (nebst anderen Formeln) aus der Vorstellung ableiten

1) Diese Zeitschr. **28**, p. 632. 1927.

lassen, daß der Raum von Wellen irgendwelcher Art erfüllt ist, die sich aus Energieelementen $h\nu$ zusammensetzen und deren Gruppengeschwindigkeiten als mechanische Geschwindigkeiten zu interpretieren sind. Die überdies noch benutzte Beziehung, daß die Gruppengeschwindigkeit der Wellengeschwindigkeit umgekehrt proportional ist, ergibt sich, worauf nachdrücklich hingewiesen sei, ohne weiteres aus einem Vergleich des Maupertuisschen als eines obersten mechanischen Prinzips mit dem Fermatschen als einem allgemeinen Wellenprinzip. Denn nach dem Fermatschen Prinzip stellt das Wegintegral der reziproken Wellengeschwindigkeit ein Extremum dar, während nach den Grundsätzen der Mechanik das Wegintegral der mechanischen Geschwindigkeit selbst einen extremalen Wert für die wirkliche Bewegung annimmt. Setzt man also die „klassische" Mechanik als bekannt voraus, so ergibt sich die Annahme einer universellen Proportionalität zwischen der Gruppengeschwindigkeit und der reziproken Wellengeschwindigkeit ganz von selbst, wofern die Energiezentren der Wellen als Materieteilchen interpretiert werden.

Im Anschluß an die frühere Mitteilung möge nun im folgenden auch umgekehrt gezeigt werden, daß sich die Annahme eines elementaren Wirkungsquantums als notwendige Folge der Relativitätstheorie ergibt, wenn die mechanische Geschwindigkeit als Gruppengeschwindigkeit aufgefaßt wird. Wir gehen hierzu wiederum von der Beziehung zwischen den Prinzipen von Maupertuis und Fermat aus, woraus wir die universelle Proportionalität zwischen der Wellen- und der reziproken Gruppengeschwindigkeit folgern. Das Produkt beider Geschwindigkeiten muß demnach das Quadrat einer universellen Geschwindigkeit darstellen, und daß diese mit der Lichtgeschwindigkeit übereinstimmt, vermögen wir leicht durch Benutzung der Lorentz-Transformation zu erkennen. Denn nach dieser gilt für die relative Zeit die bekannte Beziehung

$$t' = \left(t - \frac{xv}{c^2}\right)\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}}, \qquad (1)$$

und hieraus folgt durch Vergleich mit der bekannten Wellenformel ohne weiteres, daß ein Schwingungsvorgang, der mit einem mit der Geschwindigkeit v bewegten Körper verknüpft ist, als eine Welle erscheint, die sich mit der Geschwindigkeit c^2/v fortpflanzt.

Indem wir nun die Wellengeschwindigkeit mit u und die als mechanische Geschwindigkeit gedeutete Gruppengeschwindigkeit mit v bezeichnen, können wir setzen

$$uv = c^2. \qquad (2)$$

Andererseits ist nach einer elementaren Beziehung der Wellenlehre die Gruppengeschwindigkeit mit der Wellengeschwindigkeit durch eine Formel verknüpft, in der die Frequenz der Welle eine Rolle spielt, nämlich

$$\frac{1}{v} = \frac{d\left(\frac{\nu}{u}\right)}{d\nu}. \qquad (3)$$

Die Kombination der beiden Gleichungen liefert durch Integration (in analoger Weise, wie ich dies in meiner früheren Mitteilung zeigte) die Beziehung

$$v = \frac{K}{c\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \qquad (4)$$

wobei K eine universelle Integrationskonstante bedeutet.

Andererseits folgt aus der Relativitätstheorie, daß die Masse eines Körpers mit seiner mechanischen Geschwindigkeit nach der bekannten Formel zusammenhängt

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \qquad (5)$$

(wobei m_0 die konstante Ruhemasse bedeutet). Wird also die Materie als die Energiezentren der Broglieschen Wellen aufgefaßt, so muß, wie ein Vergleich der Gleichungen (4) und (5) zeigt, die Ruhemasse eines jeden Materieteilchens universell proportional der Wellenfrequenz sein.

Nach der Relativitätstheorie ist nun die Eigenenergie eines Materieteilchens gleich dem Produkt aus seiner Ruhemasse und dem Quadrate der Lichtgeschwindigkeit; und somit ergibt sich durch einen Vergleich der Gleichungen (4) und (5) notwendigerweise die Folgerung, daß sich die Energie der Broglieschen Wellen aus Energieelementen zusammensetze, die durch das Produkt aus der Frequenz und einer universellen, die Dimension einer Wirkung aufweisenden Naturkonstanten bestimmt sind. Dasselbe muß natürlich auch für die Lichtwellen gelten, die ja nur als ein Sonderfall der Broglieschen Wellen (Übereinstimmung von Wellen- und Gruppengeschwindigkeit) anzusehen sind, so daß der Atomismus des Lichtes als notwendige Folge der Relativitätstheorie erscheint.

Bemerkenswerterweise ergibt sich derart das elementare Wirkungsquantum als eine universelle Konstante, ohne daß bestimmte universelle Werte für die Masse der Materieteilchen angenommen werden müssen. Umgekehrt resultiert die atomistische Struktur der Materie

als eine notwendige Folge der atomistischen Struktur der Energie der Broglieschen Wellen. Das Axiom von der Erhaltung der Masse erscheint aber wiederum einerseits auf den Atomismus der Materie (nämlich ihre Zusammensetzung aus Urteilchen) zurückgeführt, andererseits auf die plausible Konstanz der Frequenz der Phasenwellen innerhalb zweier äußerst enger Frequenzbereiche, die den Protonen und Elektronen entsprechen.

Zusammenfassung.

Aus den relativistischen Sätzen von der Massenveränderlichkeit und der trägen Masse der Energie ergibt sich, wofern die mechanische Geschwindigkeit als Gruppengeschwindigkeit angesehen wird, mit Notwendigkeit die Annahme eines elementaren Wirkungsquantums.

Wien (Universität), 16. September 1927.

(Eingegangen 19. September 1927.)

Messung der durchdringenden Strahlung während der Sonnenfinsternis am 29. Juni 1927.

Von Olaf Devik.

Wie man jetzt annimmt[1]) ist die durchdringende Strahlung, welche mit Hilfe einer Ionisierungskammer gemessen wird, teils irdischen, teils außerterrestrischen Ursprungs.

Als Quelle des terrestrischen Anteils kommt die Radioaktivität des Erdbodens, der Atmosphäre und des Instrumentes selbst (Gefäßstrahlung) in Frage.

Nach den bekannten Untersuchungen von Kolhörster auf dem Jungfraufirn wird der Rest der Strahlung, die Höhenstrahlung, seinen Ursprung in der Gegend der Milchstraße haben. Eine direkte γ-Strahlung von der Sonne ist nicht nachweisbar; weder zeigt sich eine Abhängigkeit vom Sonnenstande, noch haben frühere Messungen bei Sonnenfinsternissen positive Resultate gegeben. Immerhin wäre es doch möglich, daß die Sonne eine sehr schnelle β- oder α-Strahlung aussendet, wie es Birkeland für die β-Strahlen zuerst angenommen hat[2]), und eine solche sehr schnelle Primärstrahlung würde durch Absorption in der Erdatmosphäre eine Sekundärstrahlung von großer Härte hervorbringen. Dieser hypothetische Anteil der durchdringenden Höhenstrahlung würde dann in der Polarlichtzone besonders merkbar sein, worüber aber bisher keine Messungen vorliegen.

Während der Sonnenfinsternis dieses Jahres, deren Totalitätszone ganz Skandinavien durchquerte, war es nach dem eben Gesagten von Interesse, eine Messung der durchdringenden Strahlung vorzunehmen.

Von vornherein ist klar, daß es sich nicht um eine einfache Abblendung der Elektronenstrahlung im Moment der Verfinsterung handeln kann; die Strömungswege dieser Strahlung werden ja vom magnetischen Felde der Erde bestimmt und wie die Untersuchungen von Birkeland und Störmer über das Polarlicht gezeigt haben, sind diese Strömungswege komplizierter Natur. Wenn der Mond in den Weg der Elektronenstrahlen kommt, wird eine vom elektrischen bzw. magnetischen Felde des Mondes verursachte Störung der Elektronenbahnen die Folge sein. Das Strömungsbild der Elektronen in der Nähe der Erde würde dadurch etwas geändert werden; von vornherein läßt sich jedoch nicht sagen, ob eine solche Wirkung am größten wäre, gerade wenn der Mond die Linie Sonne—Erde passiert, noch ist es ohne weiteres gegeben, daß eine solche Störung ihre größte Wirkung auf die sekundär erregte Strahlung gerade in der Totalitätszone haben würde. Solange aber keine Berechnungen über den Einfluß eines Mondfeldes auf den weiteren Verlauf der Elektronenbahnen in der Nähe der Erde vorliegen, wird man natürlich, falls nur eine Beobachtungsstelle errichtet werden kann, dieselbe in der Totalitätszone wählen, und zwar in größtmöglicher Seehöhe. Der Lichtstrahlung gegenüber hat man bei dieser Messung den Vorteil, daß eine Bewölkung ohne Einfluß auf die Resultate sein wird.

Unsere Station wurde in der Nähe von der Stadt Röros auf dem Gebirge Vigelen in 1250 m Seehöhe gewählt ($\varphi = 62^0\,34'$ n. Br., $\lambda = 12^0\,0'$ östlich von Greenwich). Als Meßinstrument wurde ein Ionisationsapparat nach Kolhörster verwendet[1]) (gebaut 1927). Das Luftvolumen war 4200 cm³ und die Kapazität 0,4 cm. Dem Intervall $90 \to 60$ Skalenteile, welches den Berechnungen zugrunde gelegt wurde, entspricht ein Spannungsabfall von 186 bis 141 Volt. Mithin ist bei Sättigungsstrom die Anzahl J der Ionenpaare die im cm³ und der Sekunde gebildet werden:

$$J = \frac{C}{300\,Le} \cdot \frac{dV}{dt} = 667 \frac{dV}{dt}.$$

1) Siehe z. B. den zusammenfassenden Bericht von Wigand, Physik. Zeitschr. **25**, 445, 1924.

2) Über die betreffenden Arbeiten von v. Schweidler, Kolhörster, Swinne, Swann u. a. siehe Wigand l. c.

1) Vgl. Berlin. Ber. phys.-math. Kl. 1923, S. 366.

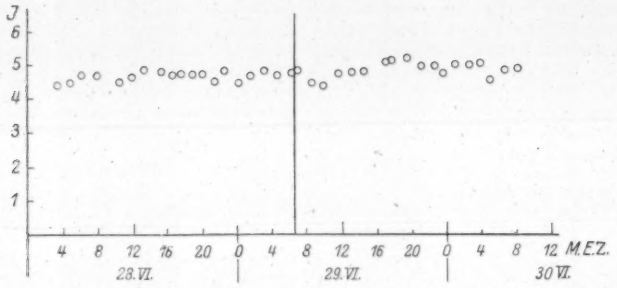


Fig. 1.

Die Gefäßstrahlung wurde durch Versenkung in 10 m Wassertiefe zu $J = 1{,}85$ bestimmt.

Die Messungen wurden am 28. Juni um 2 Uhr morgens angefangen und ununterbrochen bis 30. Juni um 9 Uhr fortgesetzt. Fig. 1 gibt die Resultate wieder. Jeder kleine Kreis gibt den durchschnittlichen Wert von J während einer Beobachtungsreihe. Die Werte sind nur wegen der Gefäßstrahlung korrigiert, die Erdstrahlung konnte dort nicht bestimmt werden.

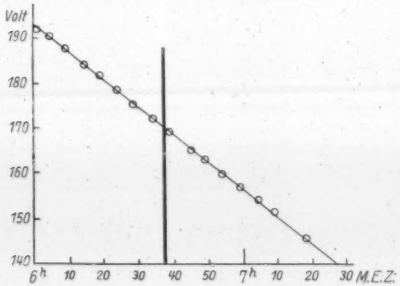


Fig. 2.

Wie man sieht, sind die Schwankungen zum Teil groß, aber irgendein Zusammenhang mit der Sonnenfinsternis, deren Zeitpunkt durch die vertikale Linie angegeben ist, läßt sich nicht erblicken. Die Schwankungen können zum Teil von kleinen Verschiebungen der Aufstellung herrühren, welche in unserem engen Zelt nicht ganz zu vermeiden waren; dann kommen Änderungen der Erdstrahlung hinzu. Dasselbe negative Ergebnis zeigen auch die einzelnen Beobachtungen der Beobachtungsreihe, welche den Zeitpunkt der Sonnenfinsternis enthält. Auf Fig. 2 geben die einzelnen Ringe die Originalablesungen an; eine Abweichung vom linearen Abfall der Spannung ist nicht merkbar. Das Ergebnis der Messung ist also innerhalb der Meßgenauigkeit ein negatives[1]).

Die Expeditionskosten wurden von der Stiftung „Den Tekniske Höiskoles Fond" bestritten.

1) Ob die Polarlichtzone im allgemeinen eine erhöhte durchdringende Strahlung aufweisen kann, soll im kommenden Winter untersucht werden. Die vorläufigen Messungen, welche hier in Trondhjem gemacht worden sind, deuten darauf nicht hin.

Trondhjem, Physikalisches Institut d. Technischen Hochschule, September 1927.

(Eingegangen 28. September 1927.)

Die Molekularzerstreuung des Lichtes beim kritischen Zustande.

Von Kulesh Chandra Kar.

In dieser Zeitschrift hat der Verfasser vor kurzem unter dem obigen Titel eine Arbeit veröffentlicht, in der die Einsteinsche Theorie der Molekularzerstreuung des Lichtes für die kritischen Punkte entwickelt wurde. Ich habe jedoch später gefunden, daß die oben erwähnte Überlegung einige Fehler enthält. Das unmittelbare Ziel dieser Arbeit ist daher, die Theorie richtig zu stellen.

Die Relativintensität des zerstreuten Lichtes pro Kubikzentimeter der streuenden Substanz, senkrecht zur Einfallsrichtung ist gegeben durch

$$\alpha = \frac{\pi^2 \cdot \Delta\varepsilon^2 \cdot \Delta V^2}{2\lambda^4} \quad \ldots, \qquad (1)$$

wo ε die Dielektrizitätskonstante und ΔV das zerstreuende Volumen sind. ε ist eine Funktion der Dichte (ϱ) der Substanz, so daß wir haben

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \frac{\partial\varepsilon}{\partial\varrho}\Delta\varrho + \frac{1}{2}\frac{\partial^2\varepsilon}{\partial\varrho^2}\Delta\varrho^2 + \frac{1}{6}\frac{\partial^3\varepsilon}{\partial\varrho^3}\Delta\varrho^3 + \ldots \qquad (2)$$

d. h.

$$d\varepsilon = \frac{d\varepsilon}{d\varrho}\Delta\varrho + \frac{1}{2}\frac{\partial^2\varepsilon}{\partial\varrho^2}\Delta\varrho^2 + \frac{1}{6}\frac{\partial^3\varepsilon}{\partial\varrho^3}\Delta\varrho^3 + \dots \quad (3)$$

wenn man berücksichtigt, daß $\Delta\varrho$, $\Delta\varrho^3$, $\Delta\varrho^5$ ... Null sind, so hat man:

$$\overline{d\varepsilon^2} = \left(\frac{d\varepsilon}{d\varrho}\right)^2 \cdot \overline{\Delta\varrho^2} + \left\{\frac{1}{4}\left(\frac{\partial^2\varepsilon}{\partial\varrho^2}\right)^2 + \frac{1}{3}\frac{d\varepsilon}{d\varrho}\cdot\frac{d^3\varepsilon}{d\varrho^3}\right\}\overline{\Delta\varrho^4} \dots \quad (4)$$

Beim kritischen Punkt ist $\overline{\Delta\varrho^2} = \frac{\varrho^2 \cdot RT\beta}{N \cdot \Delta V}$

somit gleich Null. Man erhält also:

$$\overline{\Delta\varepsilon^2} = \left\{\frac{1}{4}\left(\frac{\partial^2\varepsilon}{d\varrho^2}\right)^2 + \frac{1}{3}\cdot\frac{\partial\varepsilon}{\partial\varrho}\cdot\frac{d^3\varepsilon}{d\varrho^3}\right\}\overline{\Delta\varrho^4} \dots \quad (5)$$

Durch Kombination dieser Gleichung mit der Lorentz-Lorenz-Mossotischen Formel

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = K \cdot \varrho \dots, \quad (6)$$

wo K eine Konstante ist, haben wir

$$\overline{d\varepsilon^2} = \frac{1}{27}(\varepsilon - 1)^4(\varepsilon + 2)^2 \cdot \frac{\overline{\Delta\varrho^4}}{\varrho^4} \dots \quad (7)$$

Substituiert man diese Werte von $\overline{d\varepsilon^2}$ in Gl. (1), so erhält man

$$\alpha = \frac{\pi^2 \cdot \Delta V^2}{54\lambda^4}(\varepsilon - 1)^4(\varepsilon + 2)^2 \cdot \frac{\overline{\Delta\varrho^4}}{\varrho^4} \dots \quad (8)$$

Gezeigt wird aber in meiner früheren Arbeit[1], daß

$$\frac{\overline{\Delta\varrho^4}}{\varrho^4} = \frac{6\frac{4}{3}\cdot\Theta}{v^4 \cdot d^2\left(\frac{1}{\beta v}\right)} \dots \quad (9)$$

Somit erhalten wir durch Kombination

$$\alpha = \frac{\pi^2 \cdot \Delta V^2}{54\lambda^4}\cdot(\varepsilon - 1)^4(\varepsilon + 2)^2 \cdot \frac{6\frac{4}{3}\cdot\Theta}{v^4 \cdot \frac{d^2}{dv^2}\left(\frac{1}{\beta v}\right)} \dots \quad (10)$$

Setzt man $da = \frac{dv}{v}$ so erhält man

$$\alpha = \frac{\pi^2}{54\lambda^4}(\varepsilon - 1)^4(\varepsilon + 2)^2 \cdot \frac{6\frac{4}{3}\cdot\Theta}{v\frac{d^2}{da^2}\left(\frac{1}{\beta v}\right)} \dots \quad (11)$$

oder annäherungsweise

$$\alpha = \frac{\pi^2}{54\lambda^4}(\varepsilon - 1)^4(\varepsilon + 2)^2 \cdot \frac{6\frac{4}{3}\cdot\Theta}{\frac{d^2}{da^2}\left(\frac{1}{\beta}\right)} \dots \quad (12)$$

Berechnet man graphisch den Wert von $\frac{d^2}{da^2}\left(\frac{1}{\beta}\right)$ mit Benutzung der Daten von Amagat[2] für CO_2, so erhält man $\frac{d^2}{da^2}\left(\frac{1}{\beta}\right)$ bei 30^0 C $= 0{,}50$ Atm. und bei 32^0 C $= 0{,}76$ Atm. und daher bei der kritischen Temperatur ($31{,}35^0$ C) $0{,}675$ Atm. Wir bemerken dabei, daß die Werte von $\frac{d^2}{da^2}\left(\frac{1}{\beta}\right)$ bei 30^0 C und 32^0 C berechnet sind aus den Punkten in den $\frac{1}{\beta} - v$-Kurven, wo $\frac{d}{da}\left(\frac{1}{\beta}\right) = 0$ ist.

In dem Versuch von D. K. Bhattacharyya[1] mit CO_2 ist

$$\lambda = 5400 \text{ Å}$$
$$\Theta = 1{,}05 \cdot 10^{-16} \times 304{,}35$$

und $\varepsilon = 1{,}284$ nach der Phillipschen[2]) empirischen Formel. Setzt man die obigen Werte von λ, Θ, ε und $\frac{d^2}{da^2}\left(\frac{1}{\beta}\right)$ in Gl. (12) ein, so erhält man bei $31{,}35^0$ C

$$\alpha_{kr} = 7{,}91 \times 10^{-4} \dots, \quad (13)$$

während man nach Herrn Bhattacharyya erhält

$$10{,}34 \times 10^{-4} > \alpha_{kr} > 9{,}19 \times 10^{-4} \dots \quad (14)$$

in sehr guter Übereinstimmung mit dem theoretischen Werte.

Zum Schluß möchten wir sagen daß Ornstein und Zernike[3]) anscheinend behaupten, daß $\Delta\varrho^2$ beim kritischen Punkte nicht Null ist. Wir haben es als Null angenommen.

Demnach würde, falls die Ornstein-Zernikesche Behauptung richtig ist, der kritische Zerstreuungskoeffizient gleich der Summe des von mir angegebenen Wertes und des Wertes von Ornstein-Zernike sein.

Schließlich danke ich Herrn P. C. Kar, B. A. für Hilfe bei der numerischen Berechnung.

1) K. C. Kar, Diese Zeitschr. **27**, 380, 1926.
2) Landolt u. Börnstein, Tabellen.

1) D. K. Bhattacharyya, Proc. Ind. Assoc. for Cult. Sci. **8**, 277, 1923.
2) Phillips, Proc. Roy. Soc. A. **97**, 225.
3) Ornstein u. Zernike, Physik. Zeitschr. **27**, 761, 1926 und Amst. Proc. **18**, 1520, 1916.

Presidency College, Laboratorium.
Kalkutta (Indien), 29. Juni 1927.

Korrektur zu unserer Arbeit über die Raum-Zeit-Gruppen Kolkmeijers.

Von A. C. Lunn und J. K. Senior.

In unserer früheren Veröffentlichung[1]) wurde gezeigt, daß jede Kolkmeijer-Raum-Zeit-Symmetriegruppe, die beide Zeitoperationen $\mathfrak{M}$ und $\mathfrak{P}$ in sich begreift, identifiziert werden kann durch das Symbol $F/G//H$, das einer

1) Physik. Zeitschr. **28**, 448–453, 1927.

Quotientengruppe einer reinen Raumgruppe passender Struktur angehört. Es wurde nicht ausdrücklich erwähnt, daß, wenn F, G und H alle verschieden sind, das zugleich auch eine Homomorphie der Quotientengruppe mit einer Dihedrongruppe bedingt.

Durch ein leidiges Übersehen wurden jedoch in der großen Tabelle der oben erwähnten Publikation einige wenige Raum-Zeit-Gruppen angeführt, die diese Bedingung nicht erfüllen und deren Aufzählung infolgedessen überflüssige Wiederholung ist.

Auf folgende Fälle ist das Augenmerk zu richten:

1. Das Symbol

$$C_n^H/C_n//C_1 = \mathfrak{P}^n, \mathfrak{P}^1 \mathfrak{A}_n, \mathfrak{M} \mathfrak{S} h$$
$$(1,1,1)(2,2,2)(2,2,1)(3,3,3)(3,3,1)(4,4,4)$$
$$(4,4,2)(4,4,1)(6,6,6)(6,6,3)(6,6,2)(6,6,1)$$

ist zu ersetzen durch das Symbol

$$C_n^H/C_n//C_n = \mathfrak{P}, \mathfrak{A}_n, \mathfrak{M} \mathfrak{S} h$$
$$(1,1,1)(2,2,2)(3,3,3)(4,4,4)(6,6,6)$$

und unter der punktierten Linie hat man außerdem das Symbol

$$C_{2n}^H/C_{2n}/C_n = \mathfrak{P}^2, \mathfrak{P} \mathfrak{A}_{2n}, \mathfrak{M} \mathfrak{S} h$$
$$(2,2,1)(4,4,2)(6,6,3)$$

einzufügen.

II. Das Symbol

$$T^H/T//D_2 = \mathfrak{P}^3, \mathfrak{P}^{+1} \mathfrak{A}_3, \mathfrak{M} \mathfrak{S} h$$

fällt fort, da es dem Symbol

$$T^H/T//T = \mathfrak{P}, \mathfrak{A}_3, \mathfrak{M} \mathfrak{S} h \text{ äquivalent ist.}$$

Diese Änderungen drücken sich auch in den Zahlentabellen aus, deren korrigierte Ziffern unten gegeben werden.

Tabelle I.

	Raum-Typen	Typen mit $\mathfrak{M}$	Typen mit $\mathfrak{P}$	Typen mit $\mathfrak{M}$ u. $\mathfrak{P}$	Summe
O_n^H	1	4	3	10	18
T^H	1	2	4	3	10

Tabelle II.

	Raum-Gruppen	Gruppen mit $\mathfrak{M}$	Gruppen mit $\mathfrak{P}$	Gruppen mit $\mathfrak{M}$ u. $\mathfrak{P}$	Summe
O_n^H	5	16	24	36	81
T^H	1	2	4	3	10
Summe	32	90	108	235	465

University of Chicago, Juni 1927.

(Eingegangen 11. August 1927.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN DES IV. DEUTSCHEN PHYSIKERTAGES IN KISSINGEN VOM 18.–24. SEPTEMBER 1927.

G. Stetter (Wien), Die neueren Untersuchungen über Atomzertrümmerung.

Wenn die α-Strahlen eines radioaktiven Elements auf ein anderes, inaktives Element auftreffen, so gehen vielfach von diesem ebenfalls schnelle Korpuskularstrahlen aus, die, wie wir heute annehmen, ja in einigen Fällen bestimmt wissen, identisch mit positiven Wasserstoffionen (Wasserstoffatomkernen, Protonen) sind. Diese Entdeckung wurde erstmalig an Stickstoff von Sir Ernest Rutherford in seinen 1919 veröffentlichten, seither berühmt gewordenen Pionierarbeiten gemacht. Die weiteren Arbeiten auf dem Gebiet der Atomzertrümmerung — um eine solche mußte es sich ja handeln — wurden fast ausschließlich im Cavendish-Laboratorium in Cambridge und in zwei Wiener Instituten (Inst. für Radiumforschung, und II. Physikal. Inst. der Univ.) ausgeführt, was seinen Grund zum Teil in der Seltenheit und Kostspieligkeit der radioaktiven Strahlungsquellen, zum Teil wohl auch in der äußerst mühsamen experimentellen Technik haben mag. Diese Arbeiten bis zum Jahre 1925, also etwa bis zum Erscheinen des Buches „Atomzertrümmerung" von Pettersson-Kirsch, bzw. des Handbuch-Artikels der gleichen Verfasser, können hier nur kurz gestreift werden. Die dort besprochenen Arbeiten werden in diesem Aufsatz nicht zitiert. Nach mancherlei Versuchen hatte man in Cambridge (Rutherford u. Chadwick) zunächst 6 Leichtelemente als zertrümmerbar gefunden (*B*, *N*, *F*, *Na*, *Al*, *P*), bei anderen Substanzen wurde ein negatives Ergebnis erhalten, allerdings, wie man später sah, nur aus dem Grunde, weil die Beobachtung nicht unter ca. 30 cm Reichweite durchgeführt worden war. Man muß nämlich bei derlei Versuchen auch mit den sogenannten „natürlichen" H-Strahlen rechnen: Wasserstoff, rein oder in chemischer Verbindung, gibt unter α-Bestrahlung zahlreiche H-Strahlen ab

(Marsden), deren Richtung und Anfangsgeschwindigkeit nach der Theorie des elastischen Stoßes berechnet werden kann (Rutherford-Darwin). Die Ausbeute aber ist hier um viele Male größer als bei der Atomzertrümmerung[1]), so daß schon eine geringe Wasserstoffverunreinigung (etwa als okkludiertes Gas oder als Wasserhaut) den Zertrümmerungseffekt vollständig überdecken, bzw. einen solchen vortäuschen kann. Die maximale Reichweite dieser natürlichen H-Strahlen ist bei Bestrahlung mit RaC ca. 29 cm, was die obige experimentelle Einschränkung erklärt.

Aus dem erwähnten Ergebnis schloß Rutherford auf eine besondere Kernstruktur jener 6 Elemente und einen sehr speziellen Mechanismus der Zertrümmerung (Satellithypothese). In Wien wurden diese Vorstellungen aus verschiedenen Gründen skeptisch beurteilt: man hielt die Zertrümmerbarkeit als viel allgemeinere Eigenschaft der Elemente für wahrscheinlich. Versuche, bei denen unter Einhaltung sauberster Bedingungen, auf kürzere Reichweiten geprüft wurde, ergaben denn auch bei drei weiteren Elementen (Be, Si, Mg) einen positiven Effekt. Schon damals fiel die — gegen die Cambridger Zahlen — viel größere Ausbeute auf.

Einen wesentlichen Fortschritt jedoch bedeutete die zuerst von Kirsch und Pettersson verwendete indirekte Methode, bei der zunächst die unter 90° gegen die Primärstrahlung emittierten Atomtrümmer erfaßt wurden. Man entgeht dadurch nicht nur der Störung durch natürliche H-Strahlen und „weitreichende" α-Strahlen vollständig, sondern auch zum größten Teil dem Sperrfeuer der primären α-Strahlen; die Zahl der unter großen Winkeln gestreuten α-Strahlen ist ja sehr klein, die Reichweite vermindert.

Nach dieser Methode fand man auch in Cambridge eine größere Zahl von Leichtelementen zertrümmerbar, es blieben aber gewisse Differenzen; insbesondere Kohlenstoff, dem ebenso wie Sauerstoff im Sinne der Hypothesen über die Kernstruktur eine besondere Bedeutung zukommt, wurde dort für unzertrümmerbar erklärt. Auch sollte in einigen Fällen eine Minimalreichweite, sowohl der Atomtrümmer als auch der noch zur Zertrümmerung fähigen α-Strahlen nachweisbar sein.

Im weiteren Verlaufe ging Pettersson zur „retrograden" Methode über: Beobachtung von Sekundärteilchen, die unter ca 150° gegen die primäre α-Strahlung emittiert werden. Es ist ja klar, daß dann die Störung durch die reflektierten α-Teilchen noch bedeutend vermindert wird (diese Methode ist bisher in Cambridge nicht angewandt worden). Um die Ergebnisse gleich zusammenzufassen, hatten sich sämtliche Leichtelemente (wenn man die positiven Angaben von Rutherford u. Chadwick mitberücksichtigt) mit Ausnahme von H und He und außerdem zehn schwerere Elemente als sicher zertrümmerbar erwiesen; aber auch in den bisher nicht erledigten Fällen sprechen die Wiener Versuche keineswegs gegen die Möglichkeit der Zertrümmerbarkeit.

Am Ende dieser Versuchsperiode steht eine sehr gründliche Arbeit von E. A. W. Schmidt über Aluminium, durch die die bisherigen Diskrepanzen noch deutlicher zutage traten. Schmidt hatte unter anderem gefunden, daß die Ausbeute an Atomtrümmern aus Aluminium mindestens 30 pro Million α-Teilchen pro cm Luftäquivalent Al, beträgt ferner, daß α-Strahlen bis etwa 1 cm Restreichweite zertrümmernd wirken, ohne daß eine untere Grenze bis nun feststellbar wäre, und drittens, daß von einer Minimalreichweite der Atomtrümmer nichts zu sehen ist, sondern daß im Gegenteil deren Zahl mit verminderter Reichweite stark wächst bis zu den weichsten Strahlen, die überhaupt noch beobachtbar sind.

Es bestand also die Situation, daß, ganz abgesehen von Details, in grundlegenden experimentellen Fragen gegensätzliche Resultate vorlagen. Um die Hauptpunkte hervorzuheben: Zertrümmerbarkeit oder das Gegenteil bei einer Anzahl von Elementen, insbesondere Kohlenstoff; größenordnungsmäßige Unterschiede der Ausbeutezahlen, z. B. bei Aluminium 1 : 15; Minimalreichweite der zertrümmerungsfähigen (d. h. fähig, andere Atome zu zertrümmern) α-Strahlen 4,9 cm (Cambridge), vorläufig nicht feststellbar, weil unter 1 cm (Wien); Minimalreichweite der Atomtrümmer (Cambridge) in Wien nicht feststellbar.

Unter diesen Umständen schien eine extensive Fortführung der Versuche in Wien und, wie es scheint, auch in Cambridge nicht wünschenswert; es wurde vielmehr das Hauptaugenmerk auf die Sicherung bzw. Entscheidung der bisherigen Resultate und in diesem Sinne auf Prüfung und Erweiterung der vorliegenden Methoden gerichtet. Maßgebend für diese Einstellung — denn schließlich hätte man die Aufklärung der erwähnten Widersprüche auch der Zeit überlassen können — war in Wien die Erwägung, daß für quantitative Versuche die Szintillationsmethode ein wenig geeigneter, sicher aber sehr mühsamer Weg ist, so daß die auf methodische Arbeit aufgewendete Zeit reichlich wieder hereingebracht würde. Demgemäß können wir die Arbeit der letzten zwei Jahre etwa unter folgenden Gesichtspunkten ordnen:

1. Prüfung der Szintillationsmethode und ihrer Leistungsfähigkeit; Erforschung des Szintillationsvorganges.

2. Fortführung und Ergänzung früherer Ver-

[1]) Die Ausbeute bei der Zertrümmerung ist von der Größenordnung 10^{-5} — 10^{-4}.

suche nach der gleichen Methode, zumal mit *Al* und *C*, insbesondere unter Verwendung von Polonium als α-Strahlenquelle.

3. Untersuchungen mit anderen Beobachtungsmitteln.

4. Entscheidende Versuche mit dem Massenspektroskop.

Zur Beurteilung der Szintillationsmethode.

Es war seit langem bekannt, daß die von α-Strahlen im Zinksulfid erzeugten Lichtblitze — wir wollen sie kurz „α-Szintillationen" nennen — an Helligkeit abnehmen, wenn die Geschwindigkeit bzw. Restreichweite des erregten Strahls herabgesetzt wird. Auch daß die Helligkeit der „*H*-Szintillationen" im allgemeinen kleiner ist als die der α-Szintillationen, war sowohl bei den natürlichen *H*-Strahlen, als auch bei den Atomtrümmerstrahlen sogleich aufgefallen. Die ersten quantitativen Daten hatten sich aus den photometrischen Arbeiten von E. Kara-Michailowa und H. Pettersson ergeben, nämlich, daß der Helligkeitsabfall der α-Szintillationen erst etwa 2 cm vom Ende der Reichweite einsetzt, und daß die Flächenhelligkeit „vollkräftiger" *H*-Szintillationen nur ca. $^1/_3$ der von ebensolchen α-Szintillationen, die Gesamthelligkeit also jedenfalls noch kleiner ist, da ihnen auch eine kleinere Fläche zukommt. Bei ungefähr 3 mm Restreichweite war die Helligkeit der α-Szintillationen gleich der von vollkräftigen *H*-Szintillationen.

Es war zunächst nicht bewiesen, aber doch sehr wahrscheinlich, daß, ähnlich wie bei den α-Strahlen, auch bei den *H*-Strahlen mit Verminderung der Reichweite ein Helligkeitsabfall der erzeugten Lichtblitze eintreten würde. (Die technische Schwierigkeit für entsprechende Versuche besteht darin, daß man von vornherein geschwindigkeitshomogene *H*-Strahlen nicht zur Verfügung hat.) Wegen der Lichtschwäche der Erscheinung — sehen doch manche Personen, auch mit sonst guten Augen, überhaupt keine *H*-Szintillationen — war es ferner wahrscheinlich, daß irgendwo in den letzten Zentimetern Restreichweite auch für empfindliche Augen ein Gebiet kommen würde, in dem die Szintillationen mehr und mehr übersehen werden. Die Grenze wird aus physikalischen und physiologischen Gründen ziemlich unscharf sein, woraus sich bei Zählungen von ganz weichen *H*-Strahlen eine große Streuung der Einzelresultate mit Notwendigkeit ergibt. In Wien, wo schon die ersten Versuche zu zeigen schienen, daß gerade die Atomtrümmerstrahlen kürzerer Reichweite besonders zahlreich waren, trachtete man daher, die optischen Hilfsmittel möglichst zu verbessern, und zwar im Sinne möglichster Erhöhung der Lichtstärke, unter anderem auch durch Verwendung großer Aperturen. Eine wirkliche Verbesserung wird dabei, wie eine nähere Betrachtung zeigt[1]), nur erzielt, wenn gleichzeitig das Gesichtsfeld verkleinert wird, was freilich wieder eine Verminderung der beobachtbaren Ausbeute mit sich bringt. Dieser Nachteil konnte jedoch, eben wegen der großen Zahl der weicheren Strahlen, in Kauf genommen werden.

In Cambridge war die Entwicklung den entgegengesetzten Weg gegangen. Man glaubte dort, zum Teil auf Grund theoretischer Erwägungen, nicht an das Vorhandensein der zahlreichen weichen Atomtrümmerstrahlen (Minimalreichweite!) und suchte durch entsprechende Mikroskopkombinationen bloß die beobachtbare Ausbeute zu erhöhen, wobei das Gesichtsfeld stark vergrößert wurde, natürlich auf Kosten der Lichtstärke und auch der subjektiven Übersehbarkeit. Schon daraus erklärt sich ohne weiteres, daß den Beobachtern schwache Szintillationen entgehen konnten, anderseits aber auch, daß die spärlichen aber hellen Szintillationen von weitreichenden Strahlengruppen hier viel leichter erfaßt werden konnten. Daß in einigen Fällen die Cambridger Versuche eine viel kleinere absolute Ausbeute und doch größere Reichweiten ergaben[2]), als man in Wien hatte feststellen können (diese sind nur Minimalwerte), ist also durchaus kein Widerspruch, sondern geradezu eine Bestätigung der hier vorgetragenen Auffassung.

Noch ein zweiter Grund, dem allerdings in Cambridge derzeit weniger Bedeutung zugemessen zu werden scheint, muß für das Übersehen schwacher Szintillationen verantwortlich gemacht werden: es ist das Hintergrundsleuchten, das ist die diffuse Erhellung des *ZnS*-Schirmes durch γ-Strahlung, wenn man *RaC* oder *ThC* als Primärquelle benützt. Die Wiener Forscher verwendeten deshalb in den letzten Jahren nur schwache *RaC*- bzw. *ThC*-Quellen (wegen der großen Ausbeute an weichen Atomtrümmerstrahlen war dies möglich) oder, seit der Entdeckung von E. A. W. Schmidt, Polonium. Schließlich spielt für den Wirkungsgrad unserer Methode auch die Eignung und Übung der Beobachter eine gewisse Rolle.

Alle diese Dinge waren Gegenstand einer systematischen Untersuchung des Amerikaners L. R. Hasche[3]). Ihm standen sämtliche in Wien und Nachbildungen einiger in Cambridge verwendeten Mikroskope zur Verfügung. Da es nur auf die Prüfung der Sichtbarkeitsbedingungen

1) Kirsch u. Pettersson, Zeitschr. f. Phys. **42**, 641, 1927. Hier finden sich auch alle notwendigen Angaben über die verwendeten Mikroskope.

2) Vgl. Chadwick, Phil. Mag. (7) **2**, 1056, 1926.

3) Mitt. d. Inst. f. Radiumforschung Nr. 189, 1926 (Wiener Ber. **135**)

ankam, untersuchte er H-Strahlen aus Paraffin, wobei zur Auslösung ein sehr starkes Poloniumpräparat diente. Er hatte also von vornherein kein Hintergrundsleuchten und konnte ein solches in wechselnder Stärke durch γ-Bestrahlung von außen erzeugen. Die Ergebnisse Hasches bedeuten eine volle Bestätigung der obigen Angaben über den Einfluß der optischen Anordnung sowie des Hintergrundleuchtens auf die Zählresultate. Auf Einzelheiten dieser methodisch wichtigen Arbeit kann hier leider nicht eingegangen werden.

Wohl veranlaßt durch diese Ergebnisse wurden nun in Cambridge (l. c.) Versuche mit einem neuen, bei Hilger in London gebauten Mikroskop gemacht, das eine besonders große Lichtstärke hat. Vergleiche mit einem älteren Modell ergaben das merkwürdige Resultat, daß mit beiden Mikroskopen ungefähr die gleiche Anzahl von Szintillationen beobachtet wurden, wenn ein Gemisch von H-Strahlen verschiedener Reichweite, wie man es bei den üblichen Anordnungen hat, den Schirm traf. Kirsch und Pettersson konnten jedoch auf Grund der über das neue Mikroskop veröffentlichten Angaben zeigen (l. c.), daß dessen große Lichtstärke wegen des beschränkten Durchmessers der Pupille des menschlichen Auges nur zu einem Bruchteil ausgenützt wird, so daß das erwähnte Resultat nicht weiter verwunderlich erscheint.

Wenn nun auch im allgemeinen ein Einfluß der Lichtstärke auf die Zählresultate sicher schien, war es doch wünschenswert, die Abhängigkeit der Helligkeit und Zählbarkeit der Szintillationen von der Restreichweite der H-Strahlen quantitativ festzustellen, wie dies in einer erst kürzlich veröffentlichten Arbeit von E. Kara-Michailowa[1]) geschehen ist. Ihre Untersuchungen sind im magnetischen Spektrum eines kräftigen Bündels natürlicher H-Strahlen durchgeführt, so daß sich die Beobachtungen jeweils auf ein wohldefiniertes Geschwindigkeits- (bzw. umgerechnet Restreichweiten-)Intervall beziehen. Nach einigen orientierenden Versuchen bei konstantem Magnetfeld und an verschiedenen Stellen des Spektrums wurde nur mehr bei konstanter Ablenkung und stufenweise verändertem Feld gearbeitet, weil dann die Abhängigkeit der Intensität von der Dispersion herausfällt und auch immer die gleiche Schirmstelle in Betracht kommt. Die Verteilung der Geschwindigkeiten im Spektrum ist natürlich einigermaßen von der jeweiligen Anordnung der Quelle und des Paraffins abhängig; aber auch diese Willkürlichkeit kann man ausschließen, wenn man bei verschiedenen Absorptionen arbeitet, so daß ein und dieselbe Strahlengruppe bei verschiedenen Restreichweiten zur Beobachtung gelangt. Es ergab sich, daß die Zahl der noch wahrgenommenen Szintillationen bei Restreichweiten von 1—3 cm rasch abnahm, so daß z. B. bei 0,7 cm kaum 30 Proz. der ursprünglichen Zahl vorhanden waren. Dabei war das beste der Wiener Zählmikroskope verwendet und die Beobachtungsbedingungen auch sonst die denkbar günstigsten. Die Angabe 1—3 cm ist so zu verstehen, daß für verschiedene — geübte — Beobachter der Abfall an verschiedenen Stellen dieses Bereiches einsetzt; bei ungeübten Beobachtern meist viel früher. Eine von den Kurven, die diese Zähl-

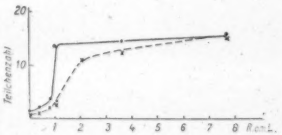


Fig. 1.
Sichtbarkeit der H-Szintillationen.

ergebnisse veranschaulichen, ist in Fig. 1 wiedergegeben. Da die endliche Bildbreite sowie die Streuung eine verflachende Wirkung haben, ist die tatsächliche Verminderung der noch wahrnehmbaren Teilchen sicher noch größer. Die Verfasserin hat auch photometrisch den Helligkeitsabfall untersucht und einen Verlauf gefunden, der große Ähnlichkeit mit dem Abfall bei α-Szintillationen hat, wie er aus ihren früheren Versuchen sowie einigen Angaben Rutherfords bekannt war. Der steile Abfall liegt in dem gleichen Gebiet wie bei den Zählversuchen. Auch der Einfluß des Hintergrundleuchtens wurde wieder geprüft und zeigte sich vorwiegend in dem Bereich verminderter Szintillationshelligkeit und insbesondere bei wenig geübten Beobachtern.

Um die Wirksamkeit verschiedener Beobachter zu prüfen, gibt Chadwick (l. c.) Versuche an, die er nach der Methode von Geiger und Werner (gleichzeitige Zählungen zweier Beobachter) mit H-Strahlen aus Paraffin angestellt hat; die Zählergebnisse sollen dann die Berechnung nicht nur des Wirkungsfaktors der beiden Beobachter, sondern auch der Gesamtzahl der vorhandenen Szintillationen ermöglichen. Die erwähnte Methode ist aber, wie Kirsch und Pettersson (l. c.) des längeren auseinandergesetzt haben, nur bei lichtstarken Szintillationen zweckentsprechend, bei denen es sich also um eine Aufmerksamkeitsprüfung handelt, nicht aber für diesen Fall, wo es sich um die Betrachtung von Erscheinungen handelt, die von deutlicher

[1]) Mitt. d. Inst. f. Radiumforschung Nr. 204. 1927; siehe auch Kirsch u. Pettersson, Zeitschr. f. Phys. **42**, 662. 1927.

Wahrnehmbarkeit bis herab zur Wahrnehmungsschwelle variieren.

Außer dem Mikroskop und dem Auge ist natürlich die Beschaffenheit des Zinksulfides wesentlich für die Helligkeit der Szintillation. Mit dieser Frage hat sich in der letzten Zeit in Wien B. Karlik[1]) befaßt und aus ihren Ergebnissen auch einige interessante Schlüsse auf den Szintillationsvorgang selbst ziehen können. Die viele wesentliche Details enthaltende Arbeit ist leider in Kürze nicht wiederzugeben; es sei nur erwähnt, daß die experimentell ermittelte

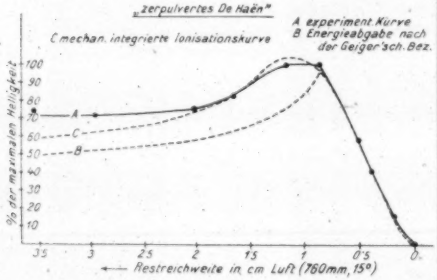


Fig. 2.

Helligkeit eine auffallende gute Proportionalität zeigt mit der Energieabgabe, die man aus dem im Zinksulfid verlaufenden Bahnstück berechnet. Die Übereinstimmung ist nicht schlecht, wenn man sich zur Berechnung der Geigerschen Formel bedient, noch besser aber, wenn man hierzu die betreffenden Teile der experimentellen Ionisationskurve (graphisch) integriert. Für ein kleines Korn (gepulverte De Haën-Blende) veranschaulicht dies Fig. 2. Das kleinere Ionisationsvermögen der schnelleren Strahlen, dem eben auch ein kleines Szintillationsvermögen entspricht, äußert sich in dem Abfall nach links, da ja bei kleinem Korn der „Kopf" des Strahls schon wieder außerhalb liegt.

Zusammenfassend können wir auf Grund aller dieser Arbeiten sagen, daß die Leistungsfähigkeit der Szintillationsmethode für quantitative Messungen begrenzt ist, da sie bei H-Strahlenbeobachtungen immer nur Minimalwerte liefert, die insbesondere im Gebiet ganz kurzer Reichweiten von den wahren Werten um ein Vielfaches übertroffen werden können; daß aber ihre Leistungen für qualitative Versuche unter höchster Ausnützung aller technischen Hilfsmittel doch ziemlich weit getrieben werden können.

1) Mitt. d. Inst. f. Radiumforschg. Nr. 209.

Neuere Versuche mit Aluminium und Kohlenstoff nach der Szintillationsmethode.

Daß hier gerade über diese Elemente berichtet werden soll, hat seinen Grund in der besonderen Bedeutung dieser beiden Fälle. Die Versuche mit *Al* reichen weit zurück und sowohl in Cambridge als auch in Wien liegt darüber ein sehr reiches Versuchsmaterial vor, so daß dieses Element gewissermaßen zur Standardsubstanz wurde. Um gleich zu den neueren Resultaten überzugehen: in der bereits zitierten Arbeit berichtet Chadwick über Versuche mit *Al*, die ihn dazu geführt haben, die Grenze des Zertrümmerungsvermögens für α-Strahlen von 4,9 cm auf 3 cm Restreichweite zu ermäßigen, also immerhin eine beträchtliche Annäherung an die Wiener Resultate. Dementsprechend erfuhr auch die — theoretisch daran gebundene — „Minimalreichweite" der Atomtrümmer aus *Al* eine Verminderung auf ca 9 cm. Dagegen zeigen ältere sowie auch die neueren Versuche von Schmidt[1]), die zum großen Teil bereits mit Polonium als α-Strahlenquelle ausgeführt sind, daß die ersterwähnte Grenze sicher unter 1 cm liegt; wegen der technischen Schwierigkeit, so kurze α-Strahlen genügend homogen auszusondern, war die Auffindung der Grenze bisher nicht möglich. Einen Anhaltspunkt bieten hierfür die von G. Kirsch[2]), bzw. A. Smekal[2]) durchgeführten Berechnungen der „Anregungsenergie" der Stickstoffzertrümmerung, die dort α-Strahlen von ca. 0,5 cm Reichweite zukäme. Daß eine Grenze der Zertrümmerungsfähigkeit überhaupt existiert, ist ja ungemein wahrscheinlich; dagegen scheint für die Annahme einer Minimalreichweite der Atomtrümmer kein zwingender Grund vorzuliegen. Die Experimente von Schmidt sprechen jedenfalls dagegen, wenn man das rapide Anwachsen der Teilchenzahl gerade bei kleiner Sekundärabsorption betrachtet. Als Beispiel seien zwei von seinen Absorptionskurven wiedergegeben.

Man bemerkt ferner, besonders bei Bestrahlung mit schnellen α Strahlen (Fig. 3b), daß oberhalb 5 cm die Teilchenzahl nahe konstant bleibt (bis etwa 15 cm); auch die letzten Cambridger Versuche sind aber nicht unter 5 cm ausgedehnt worden, woraus allein die Nichtauffindung der weichen Strahlen erklärlich ist (Ursachen in der Beobachtungsmethode siehe oben).

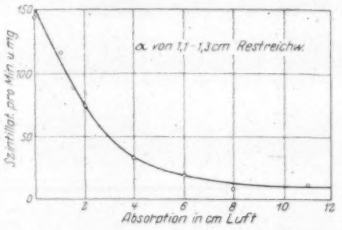
Noch eine andere Hypothese fällt mit der nunmehr allseits erkannten Unrichtigkeit der ersten Grenze von 4,9 cm: diese Zahl war ja

1) E. A. W. Schmidt, Zeitschr. f. Phys. **42**, 721, 1927.

2) G. Kirsch, Physik. Zeitschr. **26**, 457, 1925; A. Smekal, Naturw. **13**, 800, 1925.

mit der anormalen Zerstreuung von α-Strahlen an Aluminium in Zusammenhang gebracht worden, die gerade bei 4,9 cm Reichweite sich zeigt. Die betreffenden experimentellen Ergebnisse sind von Debye und Hardmeier[1]) unter der Annahme einer Polarisation des Atomkerns[2]) rechnerisch befriedigend wiedergegeben worden; diese Rechnungen haben aber natürlich mit der Zertrümmerungsgrenze nichts zu tun und werden durch das Nichtzutreffen dieser Koinzidenz nicht tangiert. (Über das ebenfalls hiermit in Zusammenhang gebrachte „Steckenbleiben" des α-Teilchens im Atomkern siehe unten.)

Daß auch Schmidts große Ausbeute an



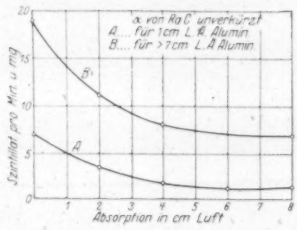


Fig. 3 a u. b.
Absorptionskurven von *H*-Strahlen aus Aluminium (retrograd).

Atomtrümmern, die eben erst durch Erfassung der langsamen Teilchen zustandekommt, bisher in Cambridge nicht gefunden wurde, ist nach dem Vorstehenden begreiflich. Auf die theoretischen Betrachtungen über die Größe der Atomkerne, die sich daran knüpfen, kann hier nicht eingegangen werden.

Ähnliche Resultate wie bei *Al* waren auch bei anderen Elementen erhalten worden. Nachdem bereits erkannt war, daß Zertrümmerbarkeit eine ziemlich häufige Eigenschaft sei, konzentrierte sich das Interesse auf die wenigen Elemente, die nach den Cambridger Ergebnissen unzertrümmerbar sein sollten. Insbesondere bei Kohlenstoff und Sauerstoff sollte dies mit einem Aufbau des Atomkerns aus Heliumkernen zusammenhängen. Chadwick berichtet neuerdings wieder über Versuche zur Zertrümmerung von Kohlenstoff, die vollkommen negativ verlaufen sind.

Nun machen sich aber gerade bei diesem Element die Mängel einer unzureichenden Optik besonders fühlbar, weil die Atomtrümmer in diesem Falle durchweg sehr kleine Reichweiten zu besitzen scheinen, die eben nur kleine, lichtschwache Szintillationen geben (schnelle Teilchen konnten bis jetzt auch in Wien nicht mit Sicherheit nachgewiesen werden). Aus demselben Grunde ist hier die Verwendung der retrograden Methode von Wichtigkeit, der ja die meisten neueren Ergebnisse der Wiener Forscher zu danken sind, während Chadwick bei seinen Versuchen wieder unter rechtem Winkel beobachtete. Die letzten Versuche H. Petterssons[1]), die zum Teil auch mit Polonium als Strahlungsquelle durchgeführt wurden, bestätigen denn auch zur Gänze die früher gefundene Zertrümmerbarkeit des Kohlenstoffs. Lediglich die Ausbeutezahlen erfuhren eine kleine Korrektur: das Verhältnis zu Aluminium wird jetzt mit 1 : 2 statt 3 : 4 angegeben. Diese Zahlen haben aber überhaupt, wie weiter oben begründet, bei so kleinen Reichweiten kein großes Gewicht; ein Fortschritt ist da nur von den neuen Beobachtungsmethoden, über die gleich berichtet werden soll, zu erwarten. Die Hypothese vom Heliumaufbau des Kohlenstoffkerns ist nach den Ergebnissen Petterssons offenbar nicht zu halten; übrigens sprechen auch theoretische Erwägungen (l. c.) gegen eine solche Auffassung.

Hier ist noch eine neuere, nach der Szintillationsmethode durchgeführte Untersuchung zu besprechen: die Absorptions- und Reichweitenbestimmungen an natürlichen *H*-Strahlen durch E. Rona[2]). Die Verfasserin hat unter wesentlich verbesserten Versuchsbedingungen (es existiert hierüber eine ältere Arbeit von E. Marsden) die Luftäquivalente von Glimmer, *Cu*, *Ag* und *Au* für *H*-Strahlen genau bestimmt und dieselben Werte wie für α-Strahlen erhalten. Es ist klar,

1) P. Debye u. W. Hardmeier, Physik. Zeitschr. **27**, 196, 1926; Hardmeier, Physik. Zeitschr. **27**, 574, 1926; siehe auch A. Smekal, Physik. Zeitschr. **27**, 383, 1926.

2) Die Annahme einer derartigen Polarisation wurde zuerst von H. Pettersson, Mitt. d. Inst. f. Radiumforschg. Nr. 172; Wiener Ber. (IIa), **133**, 1924, dann auch von E. Guth, (Physik. Zeitschr. **27**, 507, 1926), zur Behandlung theoretischer Fragen herangezogen. Pettersson hat auch darauf hingewiesen, daß keine Notwendigkeit besteht, das Coulombsche Gesetz in großer Nähe des Atomkerns für ungültig zu erklären.

1) Zeitschr. f. Phys. **42**, 679, 1927.

2) Mitt. d. Inst. f. Radiumforschg. Nr. 184 (Wiener Ber. (II. A), **135**, 1926.

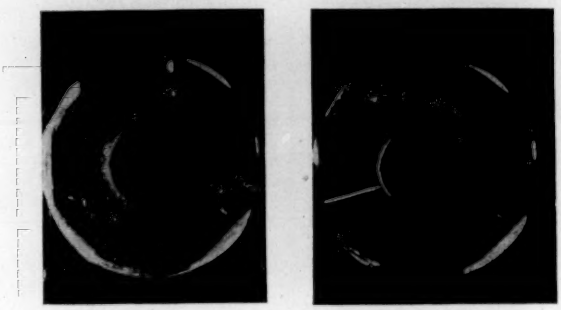


Fig. 4a u. b.
Atomtrümmerbahnen aus Kohlenstoff und Aluminium.

daß die Kenntnis dieser Tatsache für die Beurteilung aller Absorptions- und Reichweitenmessungen auf unserem Gebiet von grundlegender Bedeutung ist. In derselben Arbeit wurde die Reichweite der natürlichen H-Strahlen (erregt mit Polonium) in guter Übereinstimmung mit der Theorie zu 16,1 bis 16,7 cm gefunden.

Versuche nach der Nebelmethode.

Diese von C. T. R. Wilson erfundene Methode, die Bahnen von Korpuskularstrahlen als feine Nebelstreifen sichtbar zu machen, wurde für Zwecke der Atomzertrümmerung zuerst von P. M. S. Blackett[1]) verwendet. Da er den Zertrümmerungsvorgang selbst studieren wollte, ihn also in der Kammer stattfinden ließ, mußte er die vielmal zahlreichen α-Strahlen mit in Kauf nehmen. Aus Gründen der Übersichtlichkeit mußte er mit schwachen Primärquellen arbeiten und erhielt trotz eines sehr großen Versuchsmaterials nur einige H-Nebelbahnen. Dagegen ergeben diese schönen Versuche wertvolle Aufschlüsse über die Dynamik des Kerntreffers, da aus den Stereophotographien (unter rechtem Winkel) die Winkel der einzelnen Teilchenbahnen sowohl für die elastischen als auch für die zertrümmernden Kernstöße bestimmt werden konnten.

Ferner erfuhr hierbei bekanntlich eine Annahme, die Pettersson und Kirsch auf Grund eines ganz anderen experimentellen Materials gemacht hatten, ihre Bestätigung für den Fall des Stickstoffs, daß nämlich das α-Teilchen im getroffenen Atomkern stecken bleibt, während 1 Proton ausgeschleudert wird, so daß das Endprodukt ein schwereres Element von um 1 höherer Ordnungszahl ist.

1) Proc. Roy. Soc. (A) **107**, 349, 1925.

Bei den Versuchen, die R. Holoubek[1]) in Wien ausgeführt hat, sollte die Nebelmethode nur als Zählmethode verwendet werden, also zum Nachweis der Atomtrümmer. Wenn aber der Zertrümmerungsvorgang und somit die primäre α-Strahlung außerhalb der Kammer liegt, können viel stärkere Präparate benützt werden, so daß bei diesen Versuchen oft mehrere H-Teilchen pro Expansion sichtbar werden. Das Präparat und die zu untersuchenden Substanzen werden in einem Körbchen, entsprechend justiert, in die Mitte der flachen zylindrischen Kammer eingehängt. Das Körbchen, das gegen die Kammer luftdicht abgeschlossen ist, kann mit reinem Helium gefüllt werden, um Störeffekte aus dem Luftstickstoff usw. auszuschließen. Wegen der experimentellen Details muß auf die Originalabhandlung verwiesen werden, es sei nur hervorgehoben, daß gerade hier die Verwendung von Polonium als Strahlungsquelle, seit Schmidts Versuchen auch anderweitig immer häufiger, wesentlich ist, da eine begleitende durchdringende Strahlung diffuse Nebel hervorruft, die bei größeren Präparatstärken die Versuche unmöglich machen.

Die Anordnung ist der Szintillationszählung durch eine bessere Ausbeute, vor allem aber dadurch überlegen, daß ohne besondere Ermüdung stundenlang beobachtet werden kann. Außerdem können in wichtigen Fällen, wo ein völlig objektiver Beweis erwünscht ist, die Nebelbahnen photographiert werden. Fig. 4a zeigt eine solche Atomtrümmerbahn aus Kohlenstoff, und zwar in seiner reinsten Form als Diamant. (Die Bahn verläuft radial nach links oben.) Fig. 4b, die eine H-Bahn aus Aluminium (nach

1) Zeitschr. f. Phys. **42**, 704, 1927.

unten rechts) zeigt, ist deshalb ausgewählt, weil auf ihr noch eine α-Bahn, von Verseuchung herrührend, zu sehen ist. Der deutliche Unterschied bedeutet natürlich eine angenehme Hilfe für den Experimentator, wenn er auch in keiner Weise als Beweis angesehen wird. Einen Nachteil der bisherigen Apparatur bilden die kleinen Dimensionen der verwendeten Shimizu-Kammer; sie haben unter anderem zur Folge, daß sich Streulicht von Boden und Wänden der Kammer nicht ganz vermeiden läßt und die Aufnahmen einen z. T. hellen, fleckigen Hintergrund haben. Daß sich dies mit einer größeren Kammer vermeiden läßt, zeigen die schönen Nebelbahnphotographien von Meitner und Freitag[1]), welche Autoren gelegentlich anderer Untersuchungen auch die feinen Spuren von natürlichen H-Strahlen photographiert haben; eine ähnliche große Kammer soll demnächst für Holoubeks Versuche verwendet werden.

Die bisherigen Ergebnisse Holoubeks beziehen sich auf die Elemente *Al*, *Fe*, *Be*, *O* und *C*; sie bestätigen durchaus die früheren in Wien gewonnenen Resultate, nicht nur, was die Zertrümmerbarkeit überhaupt, sondern auch, was Ausbeutezahlen und Absorptionskurven betrifft. Insbesondere haben sich die beiden „Heliummultipla" *C* und *O* wiederum zertrümmerbar gezeigt. E. A. W. Schmidt hat (l. c.) mit der gleichen Anordnung das Zertrümmerungsvermögen von α-Strahlen kleiner Reichweite (2,2 und 0,9 cm) geprüft und seine früheren, nach der Szintillationsmethode gefundenen Resultate bestätigen können.

Versuche nach der Ionisationsmethode.

Der Nachweis der elektrischen Ladungen, die durch den H-Strahl in einem Gase gebildet werden, kann sowohl zur Messung der gesamten Ionenmenge als auch zur Zählung der einzelnen H-Teilchen verwendet werden. Den erstgenannten Integraleffekt haben für ein Bündel natürlicher H-Strahlen und auch für Atomtrümmer aus Aluminium M. Blau und E. Rona[2]) messend verfolgt. Unter der Annahme, daß die Ionisation längs der H-Bahn analog verläuft wie beim α-Strahl, konnten sie zeigen, daß die spezifische Ionisation der H-Strahlen $^1/_4$ der von α-Strahlen ist, wie man aus theoretischen Gründen erwartet. Dadurch scheint auch die Gültigkeit der Geigerschen Beziehung für H-Strahlen bestätigt. Eine differentielle Untersuchung (Ionisation an verschiedenen Stellen der Bahn) war wegen der Inhomogenität des Strahlenbündels nicht möglich; entsprechende Versuche im magnetischen Spektrum werden jedoch vorbereitet.

Zur elektrischen Zählung von H-Teilchen war die Verwendung des Spitzenzählers naheliegend[1]); tatsächlich hat N. Kreidl in Wien schon vor etwa 2 Jahren (die Arbeit ruhte aus äußeren Gründen längere Zeit) sich mit derlei Versuchen beschäftigt. Die Ergebnisse gingen aber über die Feststellung, daß der Spitzenzähler H-Strahlen anzeigt, was ja schon andere Autoren gefunden hatten, nicht viel hinaus; die Resultate der Atomzertrümmerungsversuche waren nicht derart, daß sie bei dem derzeitigen Stande einen Fortschritt bedeutet hätten, so daß auch ihre Veröffentlichung zunächst unterblieb[2]). Inzwischen sind einschlägige Arbeiten von A. Schmutzer[3]) und W. Bothe und H. Fränz[4]) erschienen, die zweifellos methodisch von Interesse sind, in den aktuellen Fragen der Atomzertrümmerung jedoch gleichfalls keine entscheidenden oder gar quantitativen Ergebnisse liefern konnten. Die Gründe hierfür sind hauptsächlich in den Eigenschaften des Spitzenzählers zu suchen und können hier nur kurz erwähnt werden: da der Spitzenzähler auch auf β- und γ-Strahlen anspricht, hat man bei Verwendung von *RaC* oder *ThC* als Primärstrahlenquelle eine Störung, die ein Vielfaches des gesuchten Effektes ausmacht. (Schmutzer [l. c.] hat trotz dieser Schwierigkeit versucht, Atomtrümmer aus Aluminium zu zählen, wobei eine von Rausch v. Traubenberg angegebene „Keilmethode" zur Anwendung kam). Aber auch Polonium ist schwer ganz frei von β- und γ-strahlenden Beimengungen herzustellen; jedenfalls gilt dies für stärkere Präparate. Bothe und Fränz haben ja nach ihren Angaben ein sehr reines Poloniumpräparat benutzt, das aber wiederum so schwach war, daß — offenbar aus diesem Grunde — nur Atomtrümmer nach „vorwärts" untersucht werden konnten. Versuche nach der direkten Methode haben aber, wie schon oft erörtert, auch bei Einhaltung aller Vorsichtsmaßregeln innerhalb der Reichweite der „natürlichen" H-Strahlen nur beschränkte Beweiskraft. Die Messungen der erwähnten Autoren, die die meisten Leichtelemente umfassen, ergeben aber (mit Ausnahme von *B*) gerade nur innerhalb dieser Grenze (16 cm) positive Resultate. Andrerseits entziehen sich dabei die zahlreichen H-Strahlen, die innerhalb der α-Reichweite liegen, der Beobachtung. Die beiden Verfasser finden H-Strahlen nur aus *B*, *N*, *Mg* und *Al*.

1) Zeitschr. f. Phys. **37**, 481, 1926.
2) Mitt. d. Inst. f. Radiumforschg. Nr. 190 (Wiener Ber. IIa, 135, 1926).

1) Zum erstenmal hierfür verwendet von H. Rausch v. Traubenberg und K. Philipp, Verh. d. D. phys. Ges. **2**, 58, 1921.
2) Siehe Pettersson, Zeitschr. f. Phys. **42**, 691, 1927.
3) Physik. Zeitschr. **28**, 245, 1927.
4) Zeitschr. f. Phys. **43**, 456, 1927.

Ohne auf Details weiter einzugehen, sei noch hervorgehoben, daß nicht bekannt ist, ob der Spitzenzähler die H-Strahlen quantitativ registriert; die bisherigen Arbeiten enthalten über diesen Punkt keine Angaben, die natürlich überhaupt schwer beizubringen sind. Die empfindliche Fläche des Zählers ist nicht groß, vor allem aber nicht scharf begrenzt, so daß er in der Übergangszone sicher nicht quantitativ arbeitet.

Wir haben uns in Wien weiterhin mit der Spitzenzähler-Methode nicht befaßt, hauptsächlich wegen der Allgemeinempfindlichkeit dieses Instruments, das in dieser Hinsicht ja schlechter ist als die so schlecht angeschriebene Szintillationsmethode. Denn wenn man auch durch Verwendung von Polonium[1]) diesem Nachteil einigermaßen begegnen kann, so schien es uns doch mißlich, daß man über die Zusammensetzung der Strahlen (es ist nicht zu vergessen, daß der gesuchte Effekt von der Größenordnung 10^{-5} — 10^{-4} der Primärstrahlung ist!), die man eben untersuchen will, a priori Kenntnis haben muß.

Nun hat H. Greinacher[2]) inzwischen gezeigt, daß auch ohne Stoßionisation eine elektrische Registrierung von α-Strahlen möglich ist. Die von einem einzelnen Strahl gebildeten Ionen haben einen Ladungsübergang in der Ionisationskammer, an der eine niedrige Spannung liegt, zur Folge, der, auf das hochisolierte Gitter einer Elektronenröhre geleitet, eine Schwankung des Anodenstroms hervorruft. Nach genügender Verstärkung in einem Niederfrequenzverstärker, der natürlich mannigfach variiert werden kann, gelingt es, den Stromstoß im Lautsprecher hörbar oder durch irgendein Registrierinstrument sichtbar zu machen. H-Strahlen haben mit einer ähnlichen Anordnung zum erstenmal G. Ortner und G. Stetter[3]) nachweisen können. Eine Absorptionskurve von natürlichen H-Strahlen aus Paraffin zeigte, daß die Methode auch gute quantitative Arbeit leisten würde.

Kürzlich hat auch H. Greinacher[4]) über den Nachweis und die photographische Registrierung von H-Strahlen berichten können; daß er dabei für das spezifische Ionisierungsvermögen von H- und α-Strahlen das Verhältnis $1 : 2\frac{1}{2}$ angibt, während sowohl Blau und Rona als auch Ortner und Stetter ca. $1 : 4$ in Übereinstimmung mit der Theorie finden, dürfte durch die Verschiedenheit der experimentellen Anordnung zu erklären sein.

In Wien wurden mit der erwähnten Methode in letzter Zeit auch Zählungen von Atomtrümmern ausgeführt, wobei eine Ionisationskammer von nur 3 mm Tiefe zur Verwendung kam. Es genügt also ein so kurzes Bahnstück, um den H-Strahl sicher nachzuweisen, neben anderen Annehmlichkeiten ein entscheidender Vorteil dieser Methode. α- und H-Strahlen sind im allgemeinen leicht zu unterscheiden, während β- und γ-Strahlen viel kleinere Effekte, gewöhnlich nur ein gleichmäßiges Rauschen, geben. Es wurde eine Reihe von Elementen untersucht und zertrümmerbar gefunden; über die zahlenmäßigen Resultate soll hier noch nicht berichtet werden, da sie wegen einiger technischer Mängel noch nicht genügend genau sind. Wie bei allen neueren Untersuchungen wurde auch hier nach der retrograden Methode gearbeitet.

Versuche nach der photographischen Methode.

Die Schwärzung der photographischen Platte durch H-Strahlen hat M. Blau nachgewiesen und neuerdings[1]) auch zu Atomzertrümmerungsversuchen benützt. Eine allgemeine, makroskopisch wahrnehmbare Schwärzung ist nur durch natürliche H-Strahlen zu erzielen; die kleineren Effekte

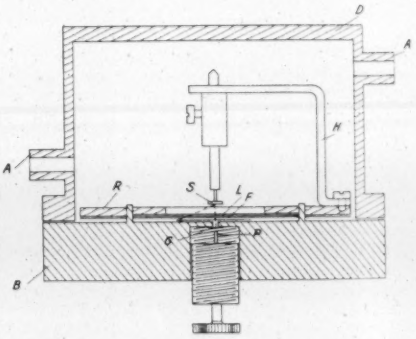


Fig 5.

der Atomtrümmer werden bei entsprechend langer Exposition bzw. Entwicklung durch die spontane Schwärzung der Platte und durch sekundäre Einflüsse verdeckt. Dagegen gelingt deren Nachweis auf andere Weise: jeder H-Strahl schwärzt auf seinem, wenn auch kurzem, Wege durch die Gelatine eine Anzahl von Bromsilberkörnern. Diese Punktreihen, die man bei α-Strahlen schon länger kennt, sind bei schiefer Inzidenz unter dem Mikroskop deutlich zu erkennen nicht nur daran, daß die Punkte ungefähr in einer Geraden

1) N. Kreidl hat ebenfalls mit Polonium gearbeitet.
2) Zeitschr. f. Phys. **36**, 364, 1926.
3) Physik. Zeitschr. **28**, 70, 1927.
4) Zeitschr. f. Physik **44**, 319, 1927.

1) Mitt. d. Inst. f. Radiumforschung. Nr. 208.

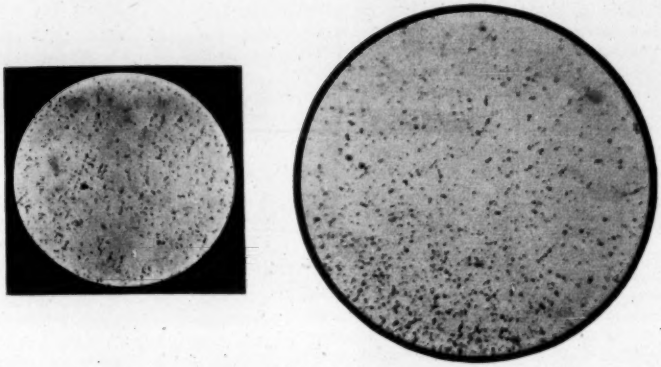


Fig. 6.
H-Strahlenbahnen in der photographischen Schicht.

liegen, sondern noch viel sicherer an ihrer Neigung gegen die Plattenebene, indem jeder folgende Punkt eine etwas veränderte Tiefeneinstellung des Mikroskops erfordert. Die einzelnen Punkte liegen im Mittel bei *H*-Strahlen etwas schütterer als bei α-Strahlen (Verhältnis ca. 4 : 5), der Unterschied genügt aber nicht, um die Provenienz einer einzelnen Punktreihe zu bestimmen. Strahlen unter 2 cm Restreichweite (Luft) sind nicht nachweisbar, weil natürlich mindestens 3 Schwärzungspunkte hierzu erforderlich sind, was ungefähr obiger Reichweite entspricht. Aus diesen und anderen Gründen ist die Methode für Atomzertrümmerungsversuche nicht besonders geeignet, dafür besitzt sie aber wegen der vollkommenen Objektivität eine besondere Beweiskraft. Deshalb wurde danach eine Reihe von Versuchen ausgeführt, unter anderem mit der in Fig. 5 wiedergegebenen Anordnung. Die Strahlenquelle ist ein Polonium-Destillationspräparat auf der Stirnfläche eines Palladiumstiftes *P*. Die α-Strahlen gehen durch einen engen Kanal nach oben gegen die zu zertrümmernde Substanz *S*, von der die Sekundärstrahlung schief auf den Film trifft. Dieser liegt horizontal zwischen Präparat und Substanz, Schichtseite nach oben, und hat in der Mitte ein kreisrundes Loch, um den α-Strahlen den Durchgang zu gestatten. Für gehörige Abblendung, Versuchungsschutz, Lichtschutz usw. ist natürlich Sorge getragen; wegen dieser Einzelheiten sei auf die Originalabhandlung verwiesen. Der ganze Apparat kann evakuiert oder mit Helium gefüllt werden.

Die Versuche betrafen außer Aluminium noch Beryllium und Gold, am meisten jedoch Kohlenstoff. Die erhaltenen Punktreihen eignen sich wegen der winzigen Dimensionen nicht ohne weiteres zur Reproduktion; in Fig. 6 sind als Beispiele zwei Mikrophotographien der Originalplatten wiedergegeben (links *H*-Strahlen aus Paraffin, maximale Reichweite 6,5 cm, rechts Atomtrümmer aus Kohlenstoff).

Die Überzeugungskraft einer derartigen Reproduktion ist natürlich insofern geringer, als das Kriterium der Neigung der Punktreihe dabei verloren geht.

Die photographischen Arbeiten von M. Blau ergaben sowohl qualitativ als auch quantitativ eine befriedigende Übereinstimmung mit früheren Wiener Ergebnissen, so daß insbesondere auch die Zertrümmerung des Kohlenstoffs durch diese objektivste aller Methoden bestätigt erscheint.

Massenspektroskopische Versuche.

Obwohl, wie gezeigt, die Nachweismethoden noch in Entwicklung waren, wurde auf die Versuche, das Verhältnis Ladung : Masse der Atomtrümmer zu bestimmen, die ihrer Art nach quantitative Messungen von erheblicher Präzision darstellen, relativ viel Zeit und Mühe aufgewendet. Das hat seinen Grund darin, daß der Einwand der Verwechslung von α- und *H*-Strahlen, der bei anderen Versuchen prinzipiell möglich ist, hier offenbar gänzlich wegfällt. Wenn nun auch die Angaben über Ausbeute, Reichweite (Geschwindigkeit) usw. viel ungenauer sind als bei den meisten anderen Versuchen, da ja der Hauptzweck der Untersuchung ein anderer war, so haben sie doch deshalb erhöhtes Gewicht, weil über die Strahlenart, auf die sie sich beziehen, kein Zweifel besteht. Es sei gleich bemerkt, daß die betreffenden Daten mit den anderen Wiener Resultaten durchaus in Ein-

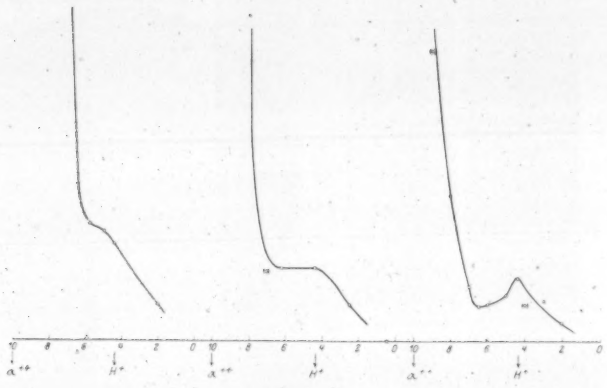


Fig. 7.

klang stehen, und zwar einmal in bezug auf die Ausbeutezahlen im allgemeinen, dann auch im Punkte der Reichweiten-(Geschwindigkeits)-Verteilung: es bestätigte sich nämlich die Nichtexistenz einer Minimalreichweite, sowohl der noch zertrümmernden α-, als auch der emittierten H-Strahlen in dem bisher der Beobachtung zugänglichen Bereich.

Für die Ablenkung im elektrischen und magnetischen Feld wird das Prinzip des Astonschen Massenspektrographen benutzt; eine Beschreibung im einzelnen würde hier zu weit führen: wie die Schwierigkeiten der minimalen Intensität, der Strahlenhärte usw. überwunden wurden, ist aus früheren Arbeiten von G. Stetter, die unter anderem auch eine genaue Bestimmung des Wertes $\frac{e}{m}$ für natürliche H-Strahlen enthalten, zu ersehen.

Verläßliche Messungen liegen bisher mit den Elementen Bor, Kohlenstoff, Aluminium und Eisen vor[1]).

In allen vier Fällen zeigte sich außer den reflektierten α-Strahlen (mit einfacher und doppelter Elementarladung) ein deutliches Maximum an der Stelle des Spektrums, das den H-Strahlen $\left(\frac{e}{m}=1\right)$ zukommt, bei einem Fehler von höchstens $\pm$ 5 Proz., also eine sichere Identifizierung der Atomtrümmer mit Wasserstoffkernen. Bei Kohlenstoff gestaltete sich die Arbeit besonders schwierig wegen der kleinen Reichweite der Atomtrümmer und deshalb nur geringen Helligkeit der Szintillationen; erst bei Ausnützung aller, insbesondere der optischen, Hilfsmittel wurden einwandfreie Resultate erhalten.

Als Beispiel seien einige Intensitätskurven von Massenspektren der Sekundärstrahlung aus Eisen in Fig. 7 wiedergegeben. Die Abszisse ist eine Millimeterskala längs des ZnS-Schirmes, wobei die (berechnete) Stelle für die Maxima der α^{++}- und H^{+}-Teilchen besonders bezeichnet ist; auf die Feststellung der einfach geladenen (α^{+}) Heliumkerne wurde bei diesen Versuchen verzichtet. Die Ordinate bedeutet die in einer bestimmten Zeit gezählten Szintillationen. Diese drei Eisen-Versuche unterscheiden sich in der Hauptsache durch die Anordnung von Quelle und Substanz; je größer nämlich der Winkel zwischen Primär- und Sekundärstrahlung wird, desto kleiner die Zahl der reflektierten α-Teilchen: erst bei sehr großem Winkel (rechts) wird sie klein genug, um die H^{+}-Linie deutlich hervortreten zu lassen.

Wegen der Übereinstimmung in der Ausbeute kann man sagen, daß die bei anderen Wiener Untersuchungen beobachteten Atomtrümmer sicher zum größten Teil H-Teilchen sind. Die Versuche schließen aber natürlich nicht aus, daß noch Atomtrümmer anderer Ladung und Masse zu einem kleinen Bruchteil vorhanden sind, deren Zahl für einen Nachweis derzeit eben nicht ausreicht; daß beigemengte H^{0}-Teilchen (neutralisierte Wasserstoffatome) zahlenmäßig hier nicht in Betracht kommen können, wurde durch besondere Versuche gezeigt[1]).

1) G. Stetter, Zeitschr. f. Phys. **42**, 741, 1927; ferner Ark. f. Mat., Ast. och Phys. **19** B, Nr. 10, 1926; Mitt. d. Inst. f. Radiumforschung Nr. 181 (Wien. Ber. **135**, [2a], 1926); ebenda Nr. 201 (Wien. Ber. **136** [2a] 1927).

1) G. Stetter, Zeitschr. f. Phys. **42**, 759, 1927.

Schluß.

Es ist zu bemerken, daß alle Angaben über die Zahl der Atomtrümmer — sowohl von den Cambridger als auch von den Wiener Forschern — zur stillschweigenden Voraussetzung haben, daß diese Strahlen über alle Richtungen des Raumes gleichmäßig verteilt sind. Diese Annahme ist aber keineswegs erwiesen, wenn auch die Versuche nicht gegen ihr ungefähres Zutreffen sprechen. Mit den neuen Beobachtungsmitteln können und sollen nun in der nächsten Zeit Untersuchungen über die Richtungsverteilung der Atomtrümmer ausgeführt werden.

Wenn aber, wie wir wohl annehmen können, die bisherigen Zahlen nicht etwa bloß für einen engen Winkelbereich gelten und wenn diese Zahlen gegen die kleinsten, bisher schwer oder nicht beobachtbaren Reichweiten weiter steigen, wie man aus dem Verlauf der Absorptionskurven vermuten kann, so scheint eine Elementverwandlung in „großen" Mengen, die man etwa spektralanalytisch nachweisen könnte, nicht unmöglich. Hier scheinen die schwereren Edelgase als Endprodukt besonders geeignet, nicht nur, weil es gerade hier sehr empfindliche spektroskopische Methoden gibt, sondern weil auch eine Störung durch Verunreinigungen ausgeschlossen scheint. Im Sinne eines Atomaufbaues müßte man dabei von den Halogenen ausgehen[1]).

Derartige Versuche sind in Wien seit einiger Zeit im Gange, aber noch nicht so weit fortgeschritten, daß man über das Resultat etwas mitteilen könnte. Ihr Gelingen wäre ein weiterer Beweis dafür, daß der Vorgang der Elementumwandlung in der Natur, wenn auch selten, doch keineswegs so selten ist, wie man im Anfang dieser Forschungen angenommen hat.

1) H. Pettersson, Mikrochemie Nr. 9/10, 1926.

Cornel Lanczos (Frankfurt a. M.), Zum Bewegungsprinzip der allgemeinen Relativitätstheorie.

Die Tatsache, daß die Materie unter dem Einfluß eines äußeren Feldes Kräften unterworfen ist, erscheint dem experimentierenden Physiker als etwas außerordentlich Natürliches und Selbstverständliches, — für den Theoretiker bildet sie eine harte Nuß. Die Feldgleichungen der klassischen Physik haben einen linearen Charakter, die verschiedenen möglichen Lösungen superponieren sich also ungestört. Es ist darum auf Grund der Feldgleichungen z. B. nicht einzusehen, weshalb zwei getrennte elektrostatische Felder nicht gleichzeitig existieren könnten, weshalb ein Elektron in einem statischen äußeren Felde in Bewegung kommen muß. Das System der Feldgleichungen muß darum noch durch ein besonderes von außen hereingebrachtes empirisches dynamisches Prinzip ergänzt werden, welches die Wirkung des äußeren Feldes auf die Materie zum Ausdruck bringt. Es ist außerordentlich unwahrscheinlich, daß der hier zutage tretende Dualismus: einerseits eine Beeinflussung des Feldes durch die Materie, andererseits davon ganz unabhängig eine Beeinflussung der Materie durch das Feld, im Wesen der Sache begründet ist. Vielmehr deutet die Tatsache der gegenseitigen Beeinflussung der Felder mit großer Wahrscheinlichkeit darauf hin, daß die linearen Feldgleichungen nur erste Approximationen darstellen, die wirklichen Feldgleichungen der Natur jedoch einen nichtlinearen Bau haben müssen.

Nun zeigen ja die Einsteinschen Gravitationsgleichungen tatsächlich einen solchen nichtlinearen Charakter und so ist die Vermutung naheliegend, daß von dieser Seite her bereits das Programm in Angriff genommen werden könnte, Feldgleichungen und Dynamik in eine Einheit zu verschmelzen. Einstein selbst hat sich mit diesem Problem beschäftigt. In einer vor etlichen Monaten in Gemeinschaft mit Grommer herausgegebenen Arbeit[1]) konnte er zeigen, daß, wenn man die Materie als eine Singularität des Feldes auffaßt, z. B. als Singularität des Schwarzschildschen Linienelementes, die Lage dieses Singularitätskanals nicht beliebig vorgeschrieben werden kann, wie das bei linearen Differentialgleichungen der Fall wäre, sondern infolge der Feldgleichungen der Gravitation notwendigerweise eine geodätische Linie in bezug auf das äußere Feld sein muß.

Ich habe bereits seit längerer Zeit von einer ganz anderen Seite her dasselbe Problem in Angriff genommen. Da es mir, wie ich glaube, nach vielfachen orientierenden Vorversuchen nunmehr geglückt ist, zu einer positiven Lösung zu gelangen, möchte ich die angewandte Methode und die Resultate dieser Untersuchung im folgenden in kurzen Umrissen auseinandersetzen.

Man kann die nichtlinearen Einsteinschen Feldgleichungen durch eine Reihenentwicklung und die Methode der sukzessiven Integrationen doch wieder auf die Lösung von linearen Differentialgleichungen zurückführen. Wir setzen eine Reihenentwicklung an nach steigenden Potenzen eines variablen Parameters ε, etwa in folgender Form:

$$g_{ik} = \eta_{ik} + \varepsilon\gamma_{ik}^{(1)} + \varepsilon^2\gamma_{ik}^{(2)} + \cdots \qquad (1)$$

1) Berl. Sitz.-Ber. 2, 1927.

Das erste Glied η_{ik} der Entwicklung soll dem konstanten krümmungslosen euklidischen Grundfeld in der bekannten orthogonalen Einheitsform entsprechen. ($\eta_{ik} = 1$, wenn $i = k$; $= 0$, wenn $i \neq k$). Für die erste Näherung $\gamma_{ik}^{(1)}$ gelten die bekannten linearen Feldgleichungen für unendlich schwache Gravitationsfelder, also auch das Superpositionsprinzip. Denken wir z. B., es seien die statischen Gravitationsfelder zweier durch größere Entfernung voneinander getrennter ruhender Massen gegeben. Die zweite Näherung gibt nun die Störungen an, die diese superponierten Felder einerseits auf sich selbst, andererseits wechselseitig aufeinander ausüben. Was nun den letzteren Teil anbelangt, so haben wir für die Berechnung dieser Störung Gleichungen zu lösen von folgendem Typus:

$$\Delta\gamma = C\,\frac{x}{r^3}. \qquad (2)$$

Diese Gleichung soll nicht für die unmittelbare Umgebung von $r = 0$ gelten, wo eine Materie da ist, sondern für das Feld außerhalb der Materie, also für das reine Gravitationsfeld. Die Gleichung (2) läßt sich lösen durch den Ansatz

$$\gamma = -\frac{C}{2}\,\frac{x}{r}. \qquad (3)$$

Dieser Ansatz zeigt, daß die zweite Näherung, hervorgerufen durch die Störung des Außenfeldes, gegen Unendlich nicht nach Null abfällt, sondern endliche Beträge behält, während doch das Feld der ersten Näherung wie $\frac{1}{r}$ nach außen hin abgefallen ist. Die nächste Näherung würde sogar bereits ein linear ansteigendes Glied ergeben und so gelangen wir zu einer divergenten Reihenentwicklung die offenbar unbrauchbar ist, denn infolge der räumlichen Randbedingungen im unendlich Fernen kann das eine Masse umgebende Gravitationsfeld nur nach fallenden Potenzen und nicht nach steigenden Potenzen von r entwickelbar sein. Dieser scheinbare Widerspruch hat seinen Grund darin, daß wir zur Lösung der Gleichung (2) einen statischen, also die Zeit nicht enthaltenden Ansatz machen wollten. In Wirklichkeit haben wir es aber nicht mit dem Laplaceschen dreidimensionalen Operator Δ, sondern mit dem vierdimensionalen Wellenoperator: $\Delta - \frac{\partial^2}{\partial t^2}$ zu tun und die Gleichung (2) läßt sich auch durch den Ansatz

$$\gamma = -\frac{C}{2}\,\frac{x}{r^3}\,t^2 \qquad (4)$$

lösen. Dieser Ansatz fällt nach außen wie $\frac{1}{r^2}$, also genügend stark, und so wird die räumliche Randbedingung nicht verletzt. Hingegen sehen wir das Auftreten der Zeit als Konsequenz der äußeren Störung. Das heißt also: es läßt sich aus zwei statischen Feldern nicht ein neues statisches Feld aufbauen, wir müssen eine Reihenentwicklung nach Potenzen der Zeit ansetzen, um die räumlichen Randbedingungen bei den einzelnen Phasen der sukzessiven Integrationen erfüllen zu können. Der Grund für das Auftreten der Zeit, also für die dynamische Beeinflussung, liegt in dem zu schwachen Abfall des Feldes nach außen, wird also gar nicht durch die Materie, sondern durch das reine materiefreie Gravitationsfeld bedingt. Der Anstieg mit dem Quadrat der Zeit weist zugleich bereits auf eine beschleunigte Bewegung hin[1]). Es eröffnet sich also hier die verlockende Aufgabe, eine Dynamik des reinen Gravitationsfeldes zu entwickeln, wobei man von dem noch ungelösten Problem Feld-Materie ganz unabhängig wird und mit den reinen Vakuumgleichungen arbeiten kann, da es nur auf das äußere, periphere Feld ankommt. Die Untersuchung hat ergeben, daß diese Dynamik des äußeren Feldes vollständig mit der üblichen Dynamik des Gravitationsfeldes harmoniert, da das Prinzip der geodätischen Linie auch auf diesem Wege herauskommt. Bei der Dynamik des Gravitationsfeldes spielt also die Materie eine untergeordnete Rolle, sie wird durch das periphere Feld einfach mitgenommen. Demgegenüber scheint die Abweichung von der geodätischen Linie in der Dynamik der elektrischen Felder auf eine Wirkung des zentralen Feldanteiles zurückzugehen.

Die ursprünglich angewandte Reihenmethode ist viel zu schwerfällig und an spezielle Bedingungen geknüpft, als daß sie praktisch verwertbar wäre. Es ist mir jedoch gelungen, eine Methode zu finden, die der Natur der Sache in vollem Maße angepaßt zu sein scheint und in sehr einfacher Weise zur Lösung des Pro-

1) Daß sich die dynamische Beeinflussung hier als „Effekt zweiter Ordnung" ergibt, obwohl die Abweichung der geodätischen Linie von der euklidischen Geraden bereits in Größen erster Ordnung vorhanden ist, entspricht in der Tat den wirklichen Verhältnissen. Für das Feld erster Ordnung gilt die Divergenzfreiheit des Materiesensors in derselben Form, wie in der speziellen Relativitätstheorie und die Anwendung auf den mechanischen Impuls-Energie-Tensor ergibt nur das Trägheitsgesetz der speziellen Relativitätstheorie, also Bewegung auf der euklidischen Geraden. Im dynamischen Prinzip muß nämlich der Beschleunigungsvektor noch mit der Massendichte multipliziert werden, die selbst unendlich schwach ist. Es hat darum die Bewegung längs einer euklidischen Geraden bereits als „Effekt erster Ordnung" zu gelten, während die Bewegung längs einer von der euklidischen Geraden unendlich schwach abweichenden, geodätischen Linie des Gravitationsfeldes zu einem „Effekt zweiter Ordnung" wird.

blems führt. Diese Methode besteht darin, die Aufgabe als eine Randwertaufgabe zu formulieren.

Bei den ursprünglichen Einsteinschen Feldgleichungen kann von Randwertsproblemen keine Rede sein. Infolge der allgemeinen Kovarianz sind beliebige Koordinatentransformationen zulässig und so ist jede Lösung unendlich vieldeutig. Es bringen jedoch diese Gleichungen auch ein gewisses natürliches Koordinatensystem mit sich, in dem sie sich besonders vereinfachen. Dieses System wird durch die differentielle Bedingung:

$$\frac{\partial \sqrt{g}\, g^{i\sigma}}{\partial x_\sigma} = 0 \qquad (5)$$

charakterisiert[1]). Unter Benutzung dieser Koordinaten nehmen die Einsteinschen Gleichungen eine Form an, die einen ähnlichen Grad von Eindeutigkeit in bezug auf Randwerte aufweist, wie die Potentialgleichung. Wohl kann man infolge des nichtlinearen Charakters der Gleichungen nicht beweisen, daß zu gegebenen Randwerten nur eine bestimmte Lösung existiert — es ist sogar zu vermuten, daß das in der Tat nicht der Fall ist —, aber man kann zeigen, daß zu einer gewissen Lösung keine benachbarten Lösungen mit denselben Randwerten vorhanden sind, und daraus folgt, daß eine Lösung unverändert bleiben muß, so lange die Randwerte unverändert bleiben. Diese beschränkte Form der Eindeutigkeit der Randwertaufgabe genügt bereits für unsere Zwecke.

Denken wir uns ein gegebenes Feld in diesen Koordinaten, z. B. das einer ruhenden Kugel entsprechende Gravitationsfeld. Die Lösung sei im unendlich Fernen den euklidischen Normalwerten η_{ik} angepaßt. Dieses „Unendlichferne" wird praktisch bereits auf einer sehr kleinen Kugel erreicht, denn die tatsächlichen materiellen Teilchen haben außerordentlich kleine Dimensionen und ihre Felder fallen sehr schnell gegen Null ab. So sind also die Randwerte bereits auf einer so kleinen Kugel praktisch erreicht, daß ein äußeres Feld längs dieses kleinen Gebietes als homogen zu betrachten ist. Denken wir uns zuerst ein konstantes äußeres Feld γ_{ik} eingeschaltet. Das bedeutet, daß auf der kleinen Kugel die Werte der Gravitationspotentiale entsprechend den γ_{ik} abgeändert werden sollen. An das Innenfeld tritt dadurch die Forderung heran, die Lösung so abzuändern, daß sie im Unendlichen nicht mehr den Randwerten η_{ik}, sondern den Randwerten $\eta_{ik} + \gamma_{ik}$ angepaßt sei. Da die Feldgleichungen auch noch in den Normalkoordinaten linearen Transformationen gegenüber invariant bleiben, genügt es eine lineare Transformation auszuführen, um diese Randwertaufgabe zu lösen. Und zwar haben wir es nur mit einer infinitesimalen Transformation zu tun mit Rücksicht auf die praktische Schwachheit des äußeren Feldes, und außerdem genügt es, wenn die Transformation eine symmetrische ist. Die Bedeutung dieser Transformation ist die, daß durch eine Abänderung der Absolutwerte der Gravitationspotentiale im Außenraum eine elastische Deformation des Innenfeldes in Form einer Dehnung auftritt, wobei die Hauptrichtungen dieser Dehnung mit den Hauptachsen des Potentialtensors γ_{ik} zusammenfallen.

Wir wollen jetzt zweitens nicht die Absolutwerte der Gravitationspotentiale g_{ik} ändern, sondern ein homogenes äußeres Kraftfeld einschalten. Ein solches Kraftfeld wird durch den Gradienten der g_{ik} charakterisiert, also durch die 40 Größen

$$\frac{\partial g_{ik}}{\partial x_j} = c_{ik,j}, \qquad (6)$$

die offenbar (gegenüber linearen Transformationen) einen Tensor dritter Ordnung bilden. Es zeigt sich, daß auch diese Randwertaufgabe durch eine Koordinatentransformation lösbar ist. Wir setzen auch jetzt wieder eine infinitesimale Transformation an, aber jetzt nicht von linearem, sondern von quadratischem Charakter:

$$x'_i = x_i + \frac{1}{2}\varrho^i_{\mu\nu}\, x_\mu x_\nu, \qquad (7)$$

wo die Koeffizienten $\varrho^i_{\mu\nu}$ kleine Größen bedeuten sollen. Wenn man die Koeffizienten, — die auch einen Tensor dritter Ordnung bilden symmetrisch in μ und ν, und somit ebensoviel Größen zur Verfügung stellen, wie das Außenfeld benötigt — entsprechend wählt, so kann man erreichen, daß durch eine solche Transformation die durch das Außenfeld bedingte Änderung der Randwerte kompensiert wird. Es ergibt sich hierfür die Bedingungsgleichung:

$$\varrho^i_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\left(c_{\mu i\nu} + c_{\nu i\mu} - c_{\mu\nu i}\right) = \begin{bmatrix} \mu\nu \\ i \end{bmatrix}. \qquad (8)$$

Von diesem Koordinatensystem aus betrachtet findet keine Änderung der Randwerte statt, es bleibt also auch die ursprüngliche Lösung unverändert, d. h. das Innenfeld wird durch das neue Koordinatensystem in starrer Weise mit sich geführt[1]). Man kann also die Untersuchung der Bewegung des Feldes auf Grund einer ein-

1) Siehe Physik. Zeitschr. **23**, 537, 1922.

1) In Wirklichkeit tritt auch noch eine schwache Deformation des Feldes infolge einer Änderung der Feldgleichungen ein. In bezug auf dieses „Reaktionsfeld" sei auf die ausführliche Publikation verwiesen.

fachen Koordinatentransformation vornehmen. Betrachten wir das Feld von den ursprünglichen Koordinaten aus, so sehen wir, daß das ursprünglich ruhende Zentrum des Feldes nun in eine beschleunigte Bewegung kommt, mit der Beschleunigung $-\left[\begin{smallmatrix}44\\i\end{smallmatrix}\right]$. Das ist dieselbe Beschleunigung, die auch nach dem Geodätenprinzip zu folgern ist. Die Transformation (7) enthält aber noch mehr. Die Glieder mit den Quadraten der räumlichen Koordinaten entsprechen einer statischen elastischen Deformation des Innenfeldes von linear ansteigendem Charakter, also einer Art „Torsion" des Feldes. Außerdem ist auch noch die Zeit vorhanden in den gemischten Gliedern vom Charakter $x_i t$. Dieser Teil der Transformation entspricht in seiner symmetrischen Hälfte einer homogenen, mit der Zeit linear ansteigenden Dehnung, die aber nur in dem Maße zustande kommt, wie auch das äußere Feld einen zeitlichen Gradienten hat, in einem stationären Außenfeld also verschwindet. Die antisymmetrische Hälfte entspricht einer Drehung des Feldes mit einem Drehungswinkel, der linear mit der Zeit ansteigt, stellt also eine Rotation dar. Es ergibt sich hier eine merkwürdige Analogie zur neuerdings viel besprochenen Rotation eines Elektrons in einem Magnetfelde. Denn wenn wir die Drehung durch einen Vektor charakterisieren, dessen Richtung in die Drehachse falle und dessen Größe der Winkelgeschwindigkeit proportional sei, so ist dieser Vektor gegeben durch

$$\mathfrak{H} = \text{rot}\,\mathfrak{A}, \qquad (9)$$

wobei das „Vektorpotential" $\mathfrak{A}$ die Zusammenfassung der 3 Größen (g_{14}, g_{24}, g_{34}) bedeuten soll. Diese Größen gehorchen in der Tat analogen Feldgesetzen, wie das elektromagnetische Vektorpotential, nur daß an Stelle der elektrischen Ladungsdichte hier die Massendichte tritt (abgesehen von einer kleinen Lorentz-Korrektion).

Wichtiger als dieses Teilergebnis scheint mir die Methode an und für sich, die Feldgleichungen und Dynamik zu einer Einheit verknüpft, indem sie das Einführen eines besonderen dynamischen Prinzips überflüssig macht und die dynamischen Wirkungen bereits aus den Feldgleichungen herauszulesen gestattet. Die Dynamik des Feldes wird zu einem Randwertproblem der Feldgleichungen gestaltet. Es zeigt sich zugleich, daß das Prinzip der geodätischen Linie nur einen kleinen Ausschnitt aus der Wirklichkeit darstellt, da es nur die Translation des Feldes wiedergibt, während die ganze Bewegung in Wirklichkeit einen viel komplizierteren Charakter hat und so die Dynamik des Feldes im Gegensatz zur Dynamik des Massenpunktes auf einer viel breiteren Basis aufgebaut werden muß. Das viel höhere Maß von Anforderungen zeigt sich schon daran, daß die gewöhnliche Dynamik des Massenpunktes durch einen Vektor (Beschleunigung), die hier sich ergebende Felddynamik durch einen Tensor dritter Ordnung beherrscht wird. Ja, es ist die Bewegung auf der geodätischen Linie selbst noch an bestimmte Bedingungen gebunden, die in dem Maße immer weniger erfüllt sind, je mehr das zentrale Feld in Aktion tritt. So erschließen sich neue Ausblicke, um das alte Problem, das elektromagnetische Feld organisch in die Einsteinsche Theorie einzubauen, vielleicht von einer ganz neuen Seite her in Angriff zu nehmen. Die bisherigen Bemühungen in dieser Richtung gingen immer darauf hinaus, das Prinzip der geodätischen Linie unter allen Umständen aufrecht zu erhalten. Nun zeigt sich durch die neue dynamische Methode, daß die Gültigkeit dieses Prinzips im allgemeinen gar nicht zu erwarten ist. So braucht vielleicht die ursprüngliche Konzeption Einsteins von der Gültigkeit der Riemannschen Geometrie gar nicht verlassen zu werden, um trotzdem innerhalb dieses klassischen Rahmens auch die Dynamik des elektromagnetischen Feldes zu beherrschen. Auf diese Vermutungen möchte ich jedoch hier nicht mehr eingehen und auf meine demnächst erscheinende ausführliche Publikation in der „Zeitschrift für Physik" hinweisen.[1])

Diskussion.

Herr Reissner-Charlottenburg: Könnten Sie etwas darüber sagen, in welcher Weise Sie die Integration der Feldgleichungen durch eine bloße Koordinatenformation bei dem gestellten Randwertproblem durchgeführt haben?

Der Vortragende: Die tatsächliche Integration bei unendlich kleiner Störung wird durch den Kunstgriff umgangen, daß man eine Koordinatentransformation einführt, durch welche die Änderung der Randwerte kompensiert wird, ohne daß die (normierten) Feldgleichungen wesentlich gestört würden. Wenn aber sowohl die Feldgleichungen, wie die Randwerte unverändert bleiben, so bleibt auch das Feld unverändert. Das heißt aber, daß das Feld durch die neuen Koordinaten mit sich genommen wird.

1) Inzwischen erschienen. Siehe Zeitschr. f. Physik 44, 773, 1927.

Gerhard Herzberg (Darmstadt), **Über die kontinuierlichen Spektren des Wasserstoffs** [1].

A. Das Grenzkontinuum der Balmerserie [2].

Mit Hilfe der elektrodenlosen Ringentladung in Wasserstoff war es möglich, das Grenzkontinuum der Balmerserie in Emission zu erhalten, was früher nur in den Spektren der Sonnen-Protuberanzen und planetarischen Nebel beobachtet worden war. Bisher hat dies Grenzkontinuum im Laboratorium deshalb nicht beobachtet werden können, weil es nicht gelungen war, die Balmerserie in genügender Reinheit und Zahl zu erzeugen. Es wird zwar in der Literatur mehrfach Stark die Beobachtung des Grenzkontinuums zugeschrieben; es ist jedoch aus einer ganzen Reihe von Gründen (s. die ausführliche Veröffentlichung) unmöglich, daß das von Stark [3] in Kanalstrahlen beobachtete Kontinuum das Grenzkontinuum war.

Wichtig ist, daß sich das Grenzkontinuum auch bezüglich der Intensität kontinuierlich an die Serie anschließt. Bemerkenswert ist ferner, daß ähnlich, wie es Paschen [4] kürzlich bei den Grenzkontinua einiger Heliumserien gefunden hat, auch hier beim Wasserstoff das Grenzkontinuum noch ein Stück in die Serie hineinreicht. Ornstein und Minnaert [5] halten es für wahrscheinlicher, daß dies durch einen Beugungseffekt vorgetäuscht wird, als daß es sich um eine wirkliche Verstärkung des Untergrundes handelt. Paschen hat das letztere angenommen. Seine Erklärung hierfür scheint mir eine an sich unwahrscheinliche Durchbrechung der Quantengesetze zu bedeuten. Ich möchte sie deshalb dahin modifizieren, daß die eventuelle Verbreiterung der Linien durch den von den zahlreich vorhandenen neutralen Atomen hervorgerufenen Stark-Effekt hervorgerufen wird, während die weniger zahlreich vorhandenen Ionen und Elektronen eine wesentlich größere aber weniger intensive Verbreiterung und damit den Untergrund hervorrufen.

B. Das gewöhnliche Wasserstoffkontinuum.

Viellinienspektrum und Kontinuum zeigen in der elektrodenlosen Ringentladung in mancher Beziehung ein ähnliches Verhalten. So konnten auch beide in der ganzen Röhre auf weniger als den zehntausendsten Teil reduziert werden, derart daß erst mit der 18. Balmerlinie die stärksten Viellinien erschienen. Jedoch ist auch hier die relative Intensität von Viellinienspektrum und Kontinuum in bekannter Weise stark vom Druck abhängig. Das von Oldenberg [1] gefundene einheitliche Verhalten des Kontinuums vom Sichtbaren bis etwa 2000 Å.-E. konnte im allgemeinen bestätigt werden, wenn auch kleinere Unterschiede deutlich vorhanden waren, so vor allem die Variabilität der langwelligen Grenze mit dem Druck. Wesentlich ist, daß ebenso wie Stark (l. c.) es gefunden hat, auch hier die Intensität des Kontinuums nach Ultraviolett stark ansteigt.

In der neueren Literatur sind drei verschiedene Hypothesen über das Zustandekommen dieses Kontinuums zu unterscheiden:

1. Die von Crew und Hulburt [2], die das Kontinuum dem Atom zuschreiben wollen.

2. Die von Schüler und Wolf [3], nach der das Kontinuum ein Wiedervereinigungsleuchten neutraler Atome unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes ist und

3. Die von Blackett und Franck [4], nach der es sich um ein Zerfallsleuchten angeregter Wasserstoffmoleküle handelt.

Mit diesen Deutungen sind jedoch eine Reihe der genannten Beobachtungen, die zum Teil auch schon früher gemacht wurden, nicht im Einklang:

1. Die Möglichkeit, die Balmerserie bis zum 18. Glied frei von Viellinien und vom Kontinuum zu erhalten, stellt eine, wie mir scheint, einwandfreie experimentelle Widerlegung der beiden erstgenannten Hypothesen dar.

2. Die Erklärung der großen Ausdehnung des Kontinuums, das sich ja vom Sichtbaren bis nach 1500 Å.-E. erstreckt, bereitet allen drei Deutungen Schwierigkeiten.

3. Der Anstieg nach Ultraviolett ist mit den ersten beiden Hypothesen nicht zu erklären.

4. Die langwellige Grenze des Kontinuums macht den beiden letztgenannten Hypothesen erhebliche Schwierigkeiten.

5. Die Druckabhängigkeit der Intensität des Kontinuums und die der langwelligen Grenze ist mit der 1. und 3. Annahme schwer vereinbar.

Ich glaube nun, eine Deutung gefunden zu haben, gegen die diese Bedenken nicht bestehen

1) Stark gekürzte Wiedergabe, die ausführliche Veröffentlichung mit den Reproduktionen erscheint in den Ann. d. Phys.

2) Zum Teil nach gemeinsamen Versuchen mit Frl. M. Blumenthal.

3) J. Stark, Ann. d. Phys. **52**, 255; **54**, 81, 111, 1917.

4) F. Paschen, Berl. Ber. 1926 S. 135.

5) L. S. Ornstein u. M. Minnaert, Zeitsch. f. Phys. **43**, 404, 1927.

1) O. Oldenberg, Zeitschr. f. Phys. **41**, 1, 1927.

2) W. H. Crew u. E. O. Hulburt, Phys. Rev. **28**, 936, 1926.

3) H. Schüler u. K. L. Wolf, Zeitschr. f. Phys. **33**, 42, 35, 477, 1925.

4) P. M. S. Blackett u. J. Franck, Zeitsch. f. Phys. **34**, 389, 1925.

und die außerdem erlaubt, einer ganzen Reihe von Beobachtungstatsachen zwangslos gerecht zu werden, und zwar vermute ich, daß die Emission des Kontinuums irgendwie mit dem Zerfall des H_2^+-Ions zusammenhängt, der ja nach Dorsch und Kallmann[1]) wahrscheinlich nach der Gleichung $H_2^+ + H_2 = H_3^+ + H$ vor sich geht, was aber für meine Deutung nicht wesentlich ist. Besonders wichtig ist, daß hierdurch die große Ausdehnung des Kontinuums und der Anstieg nach Ultraviolett ganz zwanglos erklärt wird, da natürlich die H_2-Ionen durch die elektrischen Felder erhebliche Geschwindigkeiten erlangen können. Das Vorhandensein einer langwelligen Grenze ist nach der obigen Gleichung zu erwarten. Schließlich wird die Druckabhängigkeit des Kontinuums erklärt, gleichzeitig aber auch infolge der Tatsache, daß der Zerfall des H_2^+-Ions nach Hogness und Lunn[2]) u. a. mit einer fünfzehnmal kleineren Weglänge als die des normalen Moleküls erfolgt, der bekannte Versuch von Blackett und Franck (l. c.) aus dem eindeutig zu folgen schien, daß die Anregung des Kontinuums in einem Elementarakt erfolgt.

Von den mannigfachen Beobachtungstatsachen, die sich mit Hilfe der neuen Deutung zwanglos erklären lassen, seien hier nur die Beobachtungen von Frl. Carst[3]) und von Oldenberg (l. c.) angeführt.

Es lassen sich ferner alle Intensitätsverschiedenheiten leicht durch eine verschiedene Geschwindigkeitsverteilung der H_2^+-Ionen erklären. In dieser Hinsicht wären auch Versuche anzustellen, um die vorgeschlagene Deutung zu prüfen. Es liegt hier schon die Beobachtung von Crew und Hulburt (l. c.) vor, daß bei sehr hohem Druck, wo die H_2^+-Ione sicher keine große Geschwindigkeit erlangen können, die scheinbare Intensität des Kontinuums nach Ultraviolett dreimal so rasch abfällt wie bei niedrigem Druck. Nach Blackett und Franck ist das schwer verständlich.

Diskussion.

Herr Wien: Die Aufnahmen, welche nur das Balmerspektrum zeigen, sind außerordentlich schön. Auch bei Kanalstrahlen, die in ein hohes Vakuum gehen, erhält man die Balmerlinien ohne Zwischenspektren. Daß bei der Ringentladung die Balmerlinien in so großer Zahl beobachtet werden können, liegt offenbar an der viel höheren Lichtintensität. Bei dem kontinuierlichen Spektrum des Wasserstoffs erhielt ich bei hoher Intensität ein ausgesprochenes Minimum am kurzwelligen Ende des sichtbaren Spektrums, wenn Kanalstrahlen in Wasserstoff von 7 mm Druck eintreten. Ich möchte fragen, wie Sie nach Ihrer Auffassung die beiden Maxima erklären.

Herr Herzberg: Dieses Minimum hat Oldenberg (l. c.) ja durch die Überlagerung des Grenzkontinuums zu erklären versucht. Da sich nach dem Gesagten das Grenzkontinuum bezüglich der Intensität kontinuierlich an die Serie anschließt, ist diese Erklärung unmöglich. Nach meiner Deutung läßt es sich jedoch einfach dadurch erklären, daß man zu unterscheiden hat zwischen den im Kanalstrahl vorhandenen schnellen H_2^+-Ionen und den im Beobachtungsraum neu gebildeten, die nur eine geringe Geschwindigkeit besitzen können. Zwischen beiden befindet sich ein Minimum.

Herr Grotrian: Gegen die von Ihnen vorgeschlagene Deutung des ausgedehnten kontinuierlichen Spektrums scheint mir die Beobachtung von Frank Horton und Davies zu sprechen, daß sich dies kontinuierliche Spektrum bereits durch Elektronen von 13 Volt anregen läßt, also einer Geschwindigkeit, die nicht zur Bildung von H_2^+-Ionen ausreicht.

Herr Herzberg: Blackett und Franck benutzten bei ihren Aufnahmen bei niedrigem Druck Elektronen der Geschwindigkeit 30 bis 100 Volt. Bei Horton und Davies, die mit 13 Volt-Elektronen das Kontinuum erhielten, können Häufungseffekte eine Rolle gespielt haben.

Herr Ornstein: Es ist sehr wahrscheinlich, daß am Ende der Serie kein kontinuierlicher Grund zwischen den Linien besteht. Bei den Beobachtungen am Flashspektrum schließt sich das Kontinuum bei der Grenze nicht an die Serie an.

Nachwort des Vortragenden: Bei den Paschenschen Aufnahmen ist das Übergreifen des Grenzkontinuums so stark, daß man es doch wohl als reell annehmen muß. Gegen die Deutung von Herrn Ornstein scheint mir auch der ziemlich plötzliche Anstieg auf der gezeigten Registrierkurve zu sprechen. Wenn im Flashspektrum sich das Grenzkontinuum in bezug auf die Intensität nicht kontinuierlich an die Serie anschließt, so würde das nach Sugiura[1]) der neuen Quantenmechanik widersprechen.

1) K. E. Dorsch u. H. Kallmann, Zeitschr. f. Phys. **44**, 565, 1927.
2) T. R. Hogness u. E. W. Lunn, Phys. Rev. **26**, 44, 1925.
3) A. Carst, Ann. d. Phys. **75**, 665, 1924.

1) Y. Sugiura, Journ. de Phys. **7**, 113, 1927.

G. Hoffmann (Königsberg). **Über genaue Bestimmung der Ionenmengen einzelner α-Strahlen und den Nachweis neuer Aktivitäten.** (Nach Versuchen von H. Ziegert.)

Bei Messungen über die durchdringende Strahlung[1]) hatte sich ergeben, daß der Radiumgehalt der üblichen Metalle nur von der Größenordnung 10^{-14} g *Ra*/g Substanz ist. Diese Zahl wurde als obere Grenze aus der Geringfügigkeit der γ-Strahlung der zur Abschirmung benutzten Metalle abgeleitet. Dadurch gewinnt die Untersuchung der Ionenbildung in der Nähe von Metalloberflächen neues Interesse, denn es ist dann unmöglich, die beobachteten α-Ionisationen einfach auf einen Radiumgehalt zurückzuführen. Schon in früheren Arbeiten[2]) wurde gezeigt, daß hier ein Gebiet vorliegt, das über die bisher uns bekannte Radioaktivität hinausweist.

Es handelt sich dabei stets um die Ausmessung der durch einzelne Strahlungsvorgänge gebildeten Ionenmengen. Da α-Teilchen bekannter Radioelemente auf freier Flugbahn definierte, bekannte Ionenmengen entwickeln, so kann aus der gemessenen Ionenmenge auf die Herkunft geschlossen werden. Die angewandte Versuchstechnik ist im Lauf der Zeit erheblich verbessert worden. Die Sicherheit der Resultate nimmt zu, je exakter die einzelnen Ionenmengen ausgemessen werden und je größer die Zahl der Messungen ist, die zu einer Statistik verarbeitet werden. Eine sehr wesentliche Verbesserung der Methode ist dadurch erreicht worden, daß die zwischen den α-Stößen durch Umgebungsstrahlung bedingte gleichförmige Elektrometerbewegung durch Panzerung möglichst reduziert wird und der Rest durch Kompensationsschaltung ganz beseitigt wird. Auf diese Weise entstehen bei der Registrierung des Elektrometerganges rechtwinklige Stufen, die sich mit großer Genauigkeit ausmessen lassen.

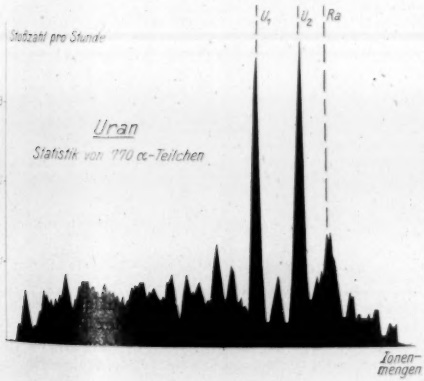


Fig. 1.

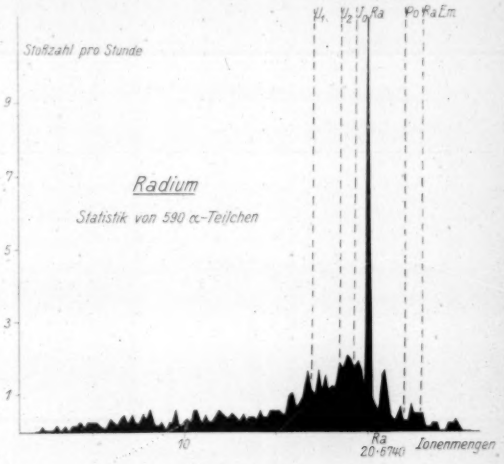


Fig. 2.

Die sehr mühsamen Messungen sind ausgeführt von Herrn Ziegert, der im ganzen über 30000 Stöße ausgemessen hat. Die Empfindlichkeit des benutzten Duantenelektrometers betrug 1 mm = 6740 EQ. Für alle Einzelheiten und weiteren Ergebnisse muß auf die demnächst erscheinende Dissertation verwiesen werden.

Zur Illustration der Exaktheit der Methode diene Fig. 1. Es ist eine Untersuchung an bekanntem Material, die sich auf etwa $^1/_{2000}$ mg Uran in einer Kupferhohlkugel [$r = 3{,}8$ cm] bezieht und eine Statistik über 770 α-Teilchen darstellt. Abszisse ist die Ionenmenge, Ordinate ist die in einem bestimmten Größenintervall beobachtete Zahl der Stöße. Man erkennt zwei besonders hervorragende Häufungsstellen, deren Lage bis auf 1 Proz. genau mit den Ionenmengenzahlen von U_{I} und U_{II} übereinstimmt, die sich unter Zugrundelegung der Beobachtungen von Hess und Lawson[1]) ergeben. Das Bild läßt den großen Fortschritt gegen früher[2]), bedingt durch die große Exaktheit der Ausmessung deutlich erkennen.

1) G. Hoffmann, Ann. d. Phys. **82**, 413, 1927; Schriften der Königsberger Gelehrten Gesellschaft **4**, 1, 1927.
2) G. Hoffmann, Ann. d. Phys. **62**, 738, 1920 und Zeitschr. f. Phys. **7**, 254, 1921.

1) V. F. Hess und Lawson, Wiener Ber. **127** (2a), 405 und 461; 1918.
2) G. Hoffmann, Zeitschr. f. Phys. **7**, 258, 1921.

Eine Radiuminfektion zeigt Fig. 2.

Die Größe der Ionenmengen erreicht den Maximalwert nur bei Sättigungsspannung. Fig. 3

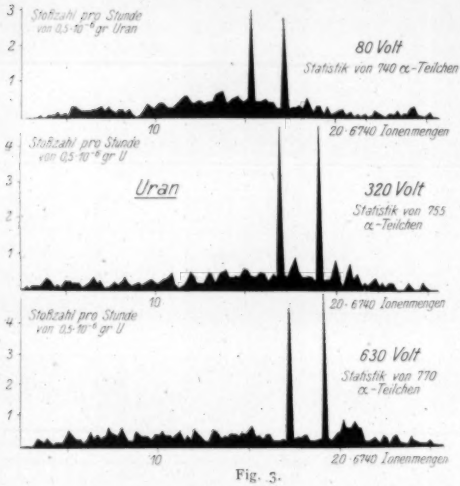


Fig. 3.

zeigt die Lage der Maxima als Funktion der angewandten Spannung. Die Spannung von 630 Volt wurde bei allen weiteren Beobachtungen beibehalten.

Um eine möglichst objektive Ausmessung zu gewährleisten, wurde eine Meßmaschine konstruiert, die die Ausmessung gestattet, ohne daß

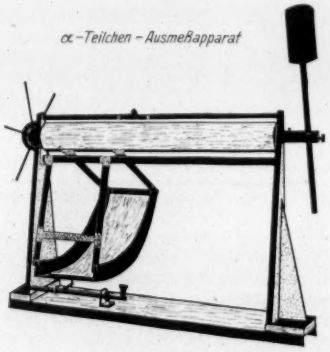


Fig. 4.

der Beobachter von dem Resultat etwas erfährt. (Fig. 4.) Das Registrierblatt wird auf die 50 cm lange Trommel gespannt. Diese Trommel ist doppelt gelagert unter Zwischenschaltung eines schaukelartigen Apparates, der eine zylindrische Fläche vom zehnfachen Radius wie die Trommel trägt. Die Schaukel wird in die mit einer einschnappenden Haltevorrichtung markierten Nullstellung gebracht, und durch Drehung der Trommel wird der Anfangspunkt eines α-Stoßes an einer Stahlspitze eingestellt. Dann wird Schaukel und Trommel gemeinsam gedreht, bis die Stahlspitze auf das Ende des Stoßes zeigt und diese Stellung und damit die Größe des α-Stoßes im zehnfachen Maßstab durch einen Schreibstift, der durch einen Druckknopf betätigt wird, auf ein Blatt Papier markiert, das unten auf die Zylinderfläche gespannt ist. Der Schreibstift wird durch eine Schraubenspindel zwischen den Messungen automatisch seitlich weiterbewegt.

Ein solches Meßblatt, bei dem die Originalpunktierung zur Verdeutlichung vergrößert ist,

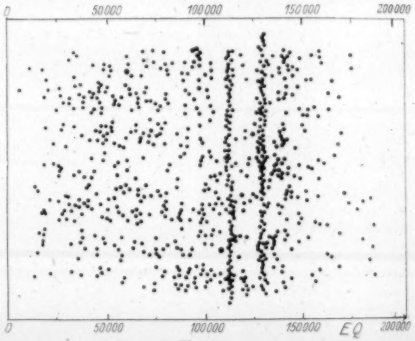


Fig. 5.

zeigt Fig. 5, ebenfalls auf Uran bezüglich. Auf den ersten Blick markieren sich die Häufungsstellen für U_I und U_{II}.

Fig. 6 zeigt verschiedene Metalle. Bei Blei (Statistik von 1100 Teilchen) ergibt sich das Bild, das theoretisch zu erwarten ist bei einem Material, das Polonium in gleichmäßiger Verteilung enthält; die Ionenmengenhäufigkeit fällt bei einem charakteristischen Wert, der Polonium entspricht, steil ab. Ganz anders ist das Bild für Gold; es ist ähnlich dem, das ich früher für Platin gefunden habe. Auch Aluminium zeigt ein starkes Auftreten kleiner Ionenmengen.

Das nächste Bild (Fig. 7) zeigt Kupfer, Zink und Messing. Das Auftreten kleiner Ionenmengen bei Messing ist hiernach nicht eine Eigenschaft des Kupfers, sondern des Zinks. Die Unterschiede sind so deutlich, daß an ein Zufallsergebnis nicht zu denken ist; bei Zink ist die Statistik von 2200 Messungen verwertet.

Durch Auflösen des Zinks in Schwefelsäure und Auftragen des geringen Rückstandes in feinster Verteilung auf ein Kupferblech ist

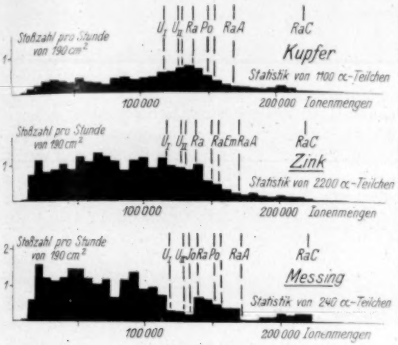


Fig. 6.

schließlich das Bild (Fig. 8) gewonnen. Hier hat Herr Ziegert eine sehr merkwürdige Entdeckung gemacht. Die Statistik zeigt mehrere scharfe Maxima und besonders eine starke Häufungsstelle vor dem Uran bei der Ionenmenge von 101 000. Offenbar eine höchst auffällige Erscheinung, die sich mehrfach reproduzieren ließ.

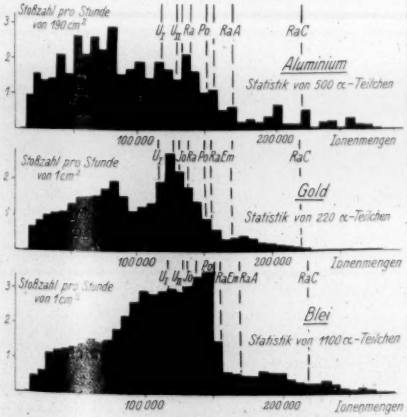


Fig. 7.

Wie entstehen diese charakteristischen kleinen Ionenmengen? Sind es α-Teilchen sehr kurzer Reichweite? Beobachtungen von α-Strahlen ähnlich kurzer Reichweite sind auch von anderer Seite[1]) publiziert, aber bisher wenig beachtet worden. Oder handelt es sich um eine andere Erscheinung? Etwa um *H*-Strahlen?

Eine eingehendere Würdigung setzt die nähere Bekanntschaft mit der bisher geleisteten experimentellen Arbeit voraus. Hier sollte nur eine orientierende Übersicht gegeben werden. Eine Fortsetzung der experimentellen Forschung ist unbedingt erforderlich. Es würde mich freuen, wenn auch von anderer Stelle ähnliche Arbeiten aufgenommen würden. Nur durch die Häufung von sehr viel Material lassen sich bei der statistischen Methode von Zufallsschwankungen möglichst befreite Verteilungskurven gewinnen. Auch die Frage, wie weit Oberflächenbeschaffenheit usw. die Verteilung beeinflußt, muß noch eingehend geprüft werden. Bisher wurden die Metalle immer im Zustand von Hochglanzpolitur untersucht.

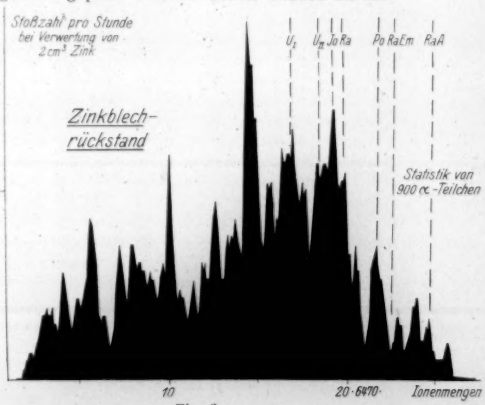


Fig. 8.

Das Geleistete ist nur ein Anfang. Aber auch im vorliegenden Stadium wird man sagen können, daß die erzielte Meßgenauigkeit so kleiner Ionenmengen sicher sehr beachtenswert ist.

Die Untersuchungen werden von der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft unterstützt, der ich auch hier ganz besonders danken möchte. Die Herstellung der Meßmaschine wäre ohne ihre Hilfe nicht möglich gewesen.

Bei der Untersuchung von Zink und Kupfer wurden wir von der Mansfeld A.-G., speziell von Herrn Direktor Wagenmann, in entgegenkommendster und höchst dankenswerter Weise unterstützt.

1) A. Foch, Le Rad. **8**, 103, 1911. — J. Joly, Naturwissenschaften **12**, 698, 1924.

Karl Kohl (Erlangen), Über kurze ungedämpfte Wellen[1].

Die Erzeugung von ungedämpften elektrischen Wellen unter 1 m Wellenlänge durch Elektronenröhren gelang bis jetzt nicht mittels einer der gebräuchlichen Rückkoppelungsschaltungen, sondern nur mit der Anordnung von Barkhausen und Kurz[2]), bei der bekanntlich am Gitter eine positive Spannung und an der Anode eine negative Spannung liegt. Es gelang auf diese Weise bis zu etwa 50 cm herab Wellen mit meßtechnisch brauchbarer Energie herzustellen, darunter hinaus bis etwa 30 oder gar 20 cm konnten sie eben noch nachgewiesen werden. Nach den theoretischen Vorstellungen von Barkhausen und Kurz, sodann auch von Scheibe[3]) werden diese Schwingungen erzeugt von Elektronen, die um das Gitter pendeln. Eine befriedigende Erklärung für diesen Schwingungsmechanismus konnte aber bis heute noch nicht gegeben werden.

Diesen Schwingungsmechanismus weiter zu klären, andererseits das praktische Ziel, den Wellenbereich nach unten mit meßtechnisch brauchbarer Energie zu erweitern, veranlaßte die Untersuchungen, von denen hier in aller Kürze berichtet wird.

Ausgehend von der Kühn-Huthschen Schaltung[4]) für Wellen von mehreren hundert Metern wurde durch systematisches Verkleinern von Selbstinduktion und Kapazität der Schwingkreise ein schwingfähiges Gebilde entwickelt, das eine Welle von etwa 80 cm liefert. Dieses Schwinggebilde bestand nur noch aus einer kleinen Empfängerröhre[5]) (Fig. 1) selbst, deren Elektrodenzuleitungen, und zwar 1. die Anode A, 2. das Gitter G verbunden mit dem einen Heizdraht H_1[6]), 3. der andere Heizdraht H_2 durch einen dreiteiligen Blockkondensator B solcher Größe überbrückt wurden, daß das Schwinggebilde in sich geschlossen und von den äußeren Zuleitungen (in der Fig. 1 nicht gezeichnet) unabhängig wurde. Die Frage war nun, welche Teile sind frequenzbestimmend und für den Schwingungsmechanismus wesentlich. Die Entscheidung wurde experimentell getroffen, indem das Gitter G nur kapazitiv für die Schwingungen angeschlossen wurde (Fig. 2), wodurch die Möglichkeit gegeben war, dem Gitter eine besondere Spannung erteilen zu können und einen auftretenden Gitterstrom zu messen. Die Untersuchung ergab die Beibehaltung des Gitterpotentials Null als zweckmäßig, ferner daß der auftretende positive Gitterstrom eindeutig mit dem Auftreten der Schwingungen verknüpft ist, d. h., daß der Gitterstrom durch eine am Gitter auftretende Wechselspannung bedingt ist. Der Einfluß der noch vorhandenen inneren Zuleitungen auf die Frequenz der erhaltenen Schwingungen führte zu dem endgültigen Resultat: Die Schwingungen des oben erhaltenen Schwinggebildes beruhen auf der anodenseitigen[1]) Erregung eines kleinen Thomsonschen Schwingkreises, der Gitter und Anode als frequenzbestimmende Kapazität, deren

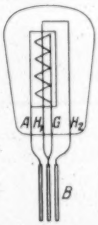


Fig. 1.

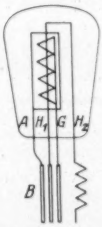


Fig. 2

Zuleitungen als Selbstinduktionen besitzt; der Blockkondensator B dient nur als Kurzschluß für die Schwingungen gegenüber den äußeren Zuleitungen. Dabei zeigt sich die erzeugte Welle unabhängig von Heizstrom und Anodenspannung innerhalb der Schwingbereiche dieser Größen. Die Anodenspannung liegt dabei bereits im Sättigungsgebiet des Emissionsstromes.

Der Weg zu kürzeren Wellen war damit klar gezeichnet. Der Schwingkreis mußte verkleinert werden. Das gelang durch Konstruktion neuer Röhren, bei denen sowohl die Elektrodenzuleitungen, d. h. die wirksamen Selbstinduktionen als auch die Gitter- und Anodenzylinder, d. h. die Gitter-Anodenkapazität kleiner gemacht wurden. Es gelang auf diese Weise noch Wellen bis zu etwa 60 cm zu erzeugen.

Der nächste und wichtigste experimentelle Schritt war nun, daß es gelang, dieselben Röhren, also dieselben Schwingkreise, auch gitterseitig zu erregen, d. h. mit positiver Spannung am

1) Auszug des auf der Physikertagung in Bad Kissingen gehaltenen Vortrags und einer demnächst in der Zeitschrift für Physik erscheinenden ausführlicheren Arbeit des Verfassers.

2) H. Barkhausen u. K. Kurz, Physik. Zeitschr. **21**, 1, 1920.

3) A. Scheibe, Ann. d. Phys. **73**, 81, 1924.

4) Siehe z. B. Banneitz, Taschenbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie, S. 73, Abb. 803.

5) Verwendet wurden hierbei Röhren VT57 der Süddeutschen Telephon-, Draht- und Kabelwerke (TKD).

6) Das Gitter besaß somit das Potential des einen Glühfadenendes, im folgenden kurz als Potential „Null" bezeichnet; eine Vertauschung der Glühfadenenden zeigte keine wesentlichen Veränderungen.

1) Damit sei im folgenden kurz die Schaltung mit positiver Anode bezeichnet; entsprechend „gitterseitig", wenn das Gitter die hohe positive Zugspannung besitzt.

Gitter und Anodenpotential Null. Die Röhren zeigten dabei ganz entsprechendes Verhalten wie in der Anodenschaltung, insbesondere hier das ursächlich verknüpfte gleichzeitige Auftreten von Anodenstrom und Schwingungen wie dort von Gitterstrom und Schwingungen. Die erzeugten Wellen waren jedoch jeweils etwas kürzer als bei der anodenseitigen Erregung, im Einklang mit der geänderten Betriebskapazität zwischen Gitter und Anode. Durch weitere Verkürzung der Elektrodenzuleitungen gelang es hierbei Wellen von 40 cm Länge, durch weitere Verkleinerung der Gitter- und Anodenzylinder auf ein Viertel der ursprünglichen Länge solche von 30 cm zu erzeugen. Der Ersatz des Anodenblechs durch eine Anodenspirale führte zu keiner weiteren Verkleinerung der Betriebskapazität, wohl aber zu einer Energiesteigerung auf etwa das Fünffache. Derartige 30 cm-Kurzwellenröhren liefern meßtechnisch noch befriedigende Energie, so daß bei Verwendung eines Detektors bequem Zeiger-Millivoltmeter benutzt werden können. Bei Verwendung von Spiegelgalvanometern kann man noch mit Thermoelementen in linearen Oszillatoren messen.

Um die Möglichkeit zu weiterer Verkleinerung des Schwingkreises zu besitzen, wurde der ganze Schwingkreis (Gitter- und Anodenspirale,

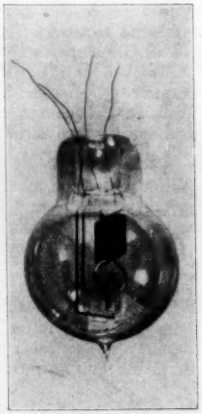


Fig. 3.

deren innere Zuleitungen und der Blockkondensator) in die Röhre selbst eingebaut, und so zunächst eine Kurzwellenröhre mit 30 cm Wellenlänge hergestellt. Diese Type (siehe Fig. 3) stellt den augenblicklichen Stand der Untersuchung dar. Die weitere Verkleinerung des Kreises ist zurzeit noch in Bearbeitung und verspricht durchaus die Möglichkeit der Erzeugung noch wesentlich kürzerer Wellen, deren untere Grenze wohl durch die technische Herstellbarkeit derartiger Schwingkreise überhaupt und ihre Belastbarkeit bedingt ist.

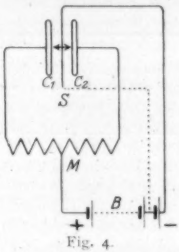


Fig. 4.

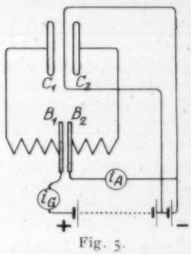


Fig. 5.

Das Gesamtergebnis der experimentellen Untersuchung: Die ursächliche Bedingtheit der Schwingungen durch einen Schwingkreis, der sowohl von der Gitter- als auch von der Anodenseite her erregt werden kann, führte zu folgender Auffassung der Schwingungserzeugung.

Wird an einem Thomsonschen Schwingkreis (Fig. 4) eine Gleichspannungsbatterie B mit dem positiven Pol an die Mitte M der Selbstinduktion angeschlossen, der andere Pol der Batterie an einen Schalthebel S zwischen den Kondensatorbelegungen C_1 und C_2, so kann der Gleichstromkreis mit der Batterie durch abwechselndes Anlegen des Schalthebels an die Kondensatorbelegungen im Rhythmus der Eigenschwingungen des Kreises abwechselnd über die beiden Hälften der Selbstinduktion geschlossen werden und damit der Schwingkreis zu ungedämpften Schwingungen erregt werden. Bildet man den Schalthebel zu einer Glühkathode aus (siehe die gestrichelte Linie im Schema, Fig. 4), so kann deren Emissionsstrom als trägheitsloser Schalter wirken, der sich selbsttätig im Rhythmus der Eigenschwingungen des Kreises an die jeweils positive Belegung des Kondensators anschließt. Die experimentelle Untersuchung dieser Schaltung wurde jedoch zunächst noch zurückgestellt, da sie sich wegen ihrer Symmetrie vermutlich nicht leicht selbst erregt. Die Erregungs- und Schwingfähigkeit läßt sich aber ohne weiteres durch eine asymmetrische Anordnung erzielen, wie sie Fig. 5 zeigt. Hier besitzt nur die eine Elektrode positive Spannung, die andere besitzt das Ruhepotential Null. Die beiden getrennten Hälften des Schwingkreises sind in diesem Falle durch einen genügend großen Blockkondensator kapazitiv überbrückt. Der Schwingungsvorgang ist dann kurz folgender: Ein Schaltstoß geht hier zunächst über die Spannungselektrode und lädt durch den damit verbundenen Anstoß des Kreises die andere Belegung nega-

tiv auf. Der Ausgleichsvorgang läßt diese Elektrode sodann positiv werden, wodurch ein Elektronenstrom auch über diese Elektrode geht, damit den Ausgleichsvorgang verstärkt und somit die Schwingung aufrecht erhält.

Dieses Schaltschema erweist sich nur bei all den untersuchten Schaltungen als tatsächlich angewandt. Insbesondere läßt es sich bei der zuletzt gebauten 30 cm-Kurzwellenröhre deutlich erkennen (vgl. Fig. 3). Die Anodenspirale ist die eine Kondensatorbelegung, die Gitterspirale die andere, die Zuleitungen zu den Spiralen stellen die Selbstinduktionen des Schwingkreises dar. Die unteren großen Metallplatten mit dem Glimmerplättchen stellen den die beiden Hälften des Schwingkreises überbrückenden Blockkondensator dar. (Die beiden Seitenstreben rechts sind die Heizzuleitungen für die Glühkathode.)

Die Theorie dieser Schwingungserzeugung wurde nun an ihren Folgerungen experimentell geprüft[1]). Die erzeugten Schwingungen müssen als Kondensatorkreisschwingungen erstens streng monochromatisch, d. h. oberwellenfrei sein und damit rein sinusförmig; zweitens muß die auftretende Stromverteilung zwischen Gitter und Anode eine bestimmte Beziehung zum erzeugten Schwingstrom aufweisen. Beide Forderungen wurden durch das Experiment bestätigt gefunden.

Erstens konnte am Lechersystem mit einem induktiv gekoppelten linearen Oszillator die Feldstärkenverteilung gemessen werden, einerseits mit Detektor und Zeigergalvanometer, andererseits mit Thermoelement und Spiegelgalvanometer. Es ergaben sich streng monochromatisch sinusförmige Wellen.

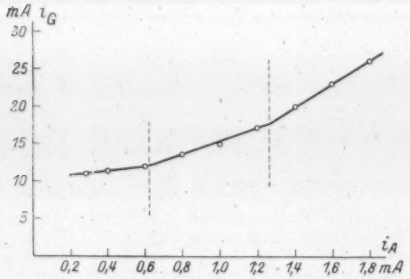


Fig. 6.

Zweitens wurden Gitterstrom i_G und Anodenstrom i_A in Milliamperemetern in den Gleichstromzuleitungen gemessen, andererseits der Schwingstrom i_S induktiv in einem linearen Oszillator mit Thermoelement. Es ergab sich: Vergrößert man den Emissionsstrom durch stärkere Heizung, so erweisen sich Gitterstrom und Anodenstrom im Schwingzustand unter sich linear abhängig (Fig. 6), ferner erweist sich der Schwingstrom seinerseits linear abhängig vom Anodenstrom bzw. Gitterstrom (Fig. 7[1])).

Wie aus den Fig. 6 und 7 weiter zu ersehen ist, sind mehrere sich aneinanderreihende Stabilitätsbereiche zu unterscheiden (in den Figuren

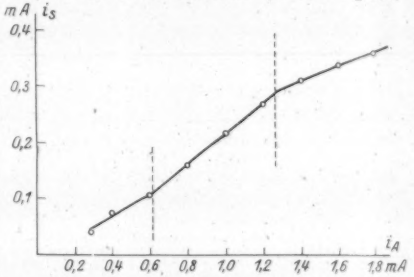


Fig. 7.

sind drei Bereiche aufgenommen), derart, daß in jedem Bereich jeweils eine bestimmte lineare Beziehung besteht, sowohl für die Gleichströme, als auch für den Schwingstrom. Auf dieses Verhalten der Röhre wird an anderer Stelle noch weiter eingegangen werden.

Zusammenfassend ist zu sagen, daß hiermit theoretisch und experimentell ein neues Schwingungsprinzip entwickelt wurde, das die Erzeugung ungedämpfter elektrischer Schwingungen bis zu den höchsten Frequenzen mit meßtechnisch befriedigender Energie ermöglicht.

Diskussion.

Herr M. Wien: Es würde mich interessieren zu erfahren, wie groß die Energie der Schwingungen bei der kürzesten Wellenlänge war. War die Leistung etwa von der Größenordnung von einem Watt?

Herr K. Kohl: Über die Größe der Schwingenergie selbst läßt sich nur schwer etwas sagen, überschlagsmäßig dürfte sie unter 1 Watt von der Größenordnung 0,1 Watt sein; experimentell entsprach dem in 60 cm Entfernung von der Röhre ein Schwingstrom von der Größenordnung 0,1 m A, im linearen Oszillator mit Thermoelement gemessen.

1) Die im folgenden gegebenen Messungen beziehen sich auf eine Welle von 31,6 cm Länge.

1) Der in der Fig. 7 angegebene Schwingstrom i_S ist im linearen Oszillator mit Thermoelement und Galvanometer in 60 cm Entfernung von der Röhre in der Größenordnung eines Milliampere auf wenige Prozent genau bestimmt; unter einem Zehntelmilliampere sinkt die Meßgenauigkeit wegen der quadratischen Empfindlichkeit des Thermoelements wesentlich, woraus sich auch ohne weiteres die verhältnismäßig starke Streuung der beiden ersten Meßpunkte erklärt.

C. Hagen (Hamburg), Das Hangphänomen des Quecksilbers und ein neues Manometer.

Im Folgenden soll ein Verfahren beschrieben werden, mit dem man das bekannte Hochvakuummanometer von Mc Leod in seinem Meßbereich nach der Seite geringerer Drucke hin erweitern kann. Die Methode hat eine Adhäsionserscheinung des Quecksilbers zur Grundlage, welche in hochevakuierten Kapillaren auftritt und mit Hangphänomen bezeichnet sei. Dieses Hangphänomen besteht darin, daß in einer hochgradig gasleeren, mit Quecksilber ausgefüllten Kapillare das erstere in der Scheitelfläche der Kapillare hängen bleibt, auch wenn in einer kommunizierenden Röhre von gleichem Querschnitt der Hg-Spiegel unter die Kuppe der gefüllten Kapillare gesunken ist. Es mögen zunächst einige der im Hamburger Institut über das Hangphänomen angestellten Versuche angeführt werden[1]).

Der wesentliche Teil der Versuchsapparatur ist in der Fig. 1 skizziert. Das Hauptsteigrohr h

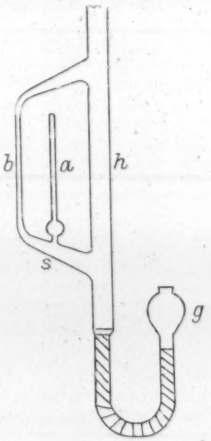


Fig. 1.

ist einmal mit dem zu evakuierenden Rezipienten, zum anderen mit einem beweglichen Quecksilberbehälter q verbunden. Seitlich ist an das Hauptrohr eine Abzweigung angebracht, die ihrerseits eine geschlossene Kapillare a und eine offene Vergleichskapillare b trägt. Je nach dem Grad der Luftleere wird nun das Quecksilber beim Heben des Gefäßes q mehr oder minder weit in die Kapillare a steigen, wenn man den Quecksilberspiegel im Vergleichsrohr bis zur Kuppenhöhe von a einstellt. Bei hohem Vakuum wird die Kapillare schließlich ganz mit Quecksilber ausgefüllt. Senkt man in diesem Falle das Quecksilber langsam, so bemerkt man, daß das in der Kapillare a befindliche Quecksilber nicht sofort absinkt, sondern sich erst bei Erreichen einer bestimmten Niveaudifferenz aus der Kapillarspitze loslöst. Dieser Höhenunterschied im Augenblick des Loslösens — mit „Hanglänge" bezeichnet — ist nun, wie die Versuche ergaben, abhängig vom Gasdruck im Rezipienten. Stellt man die funktionale Beziehung des jeweilig herrschenden Gasdrucks mit der gemessenen Hanglänge H im Diagramm dar, so ergibt sich die in Fig. 2 gezeichnete Hangkurve. Die Messungen erwiesen sich bei gleichbleibenden Versuchsbedingungen stets reproduzierbar.

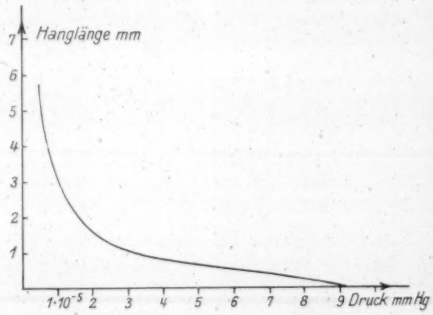


Fig. 2.

Die Abhängigkeit der Hanglänge vom Gasdruck wurde weiterhin unter abgeänderten Versuchsbedingungen untersucht. Füllte man die Apparatur statt mit Luft mit anderen Gasen — z. B. mit H_2, O_2, CO_2 usw. —, so zeigten sich in den Hauptkurven keinerlei Unterschiede.

Von Einfluß auf die Erscheinung ist aber die Form des Kapillarkopfes. Während die vorgehend beschriebenen Messungen mit Kapillaren ausgeführt wurden, deren innere Endflächen halbkugelförmige Gestalt hatten (Fig. 3a), gelangten nunmehr Formen zur Untersuchung, wie diese in Fig. 3b u. c angedeutet sind. Die kegelförmigen Enden wurden durch Einprägen von Kupferstempeln in das zähflüssig gemachte Glas hergestellt. Es ergab sich, daß bei den Kegelformen nur dann das Hangphänomen noch auftrat, wenn ein bestimmter Öffnungswinkel — etwa 72° — nicht unterschritten wurde. Bei spitzeren Öffnungswinkeln blieb die Adhäsion aus.

Auf die Theorie des Hangphänomens und seiner Nebenerscheinungen kann an dieser Stelle nicht eingegangen werden. Es sei nur erwähnt,

1) C. Hagen, Physik. Zeitschr. **27**, 47 ff., 1926.

daß von Shimizu und Umeda eine mathematische Behandlung der Erscheinungen ausgeführt wurde, welche erschienen ist im Japanese Journ. of Physics, Vol. IV, Nr. 2, 1926/27. Die hier aufgeführte Theorie steht in weitgehender Übereinstimmung mit unseren experimentellen Ergebnissen.

Das beschriebene Hangphänomen läßt sich zu einer Vakuummeßmethode ausgestalten. Der Grundgedanke sei an folgendem Beispiel klargelegt. Die in Fig. 1 dargestellte Hangkapillare *a* habe nebst dem kleinen Zusatzvolum einen Inhalt von 1 cm^3. Es möge nun bei einem Gasdruck von $1 \cdot 10^{-4}$ mm *Hg* nach der beschriebenen Weise eine Hanglänge von 5 cm festgestellt sein. Durch irgendeine Vorrichtung werde an die Kapillare ein weiteres Zusatzvolum hinzugeschaltet, so daß die Hangkapillare einen Inhalt von 1000 cm^3 erhält. Stellt sich bei einem bestimmten höheren Vakuum wieder die zuerst gemessene Hanglänge

Fig. 3a, b u. c.

von 5 cm ein, so kann man daraus schließen, daß der neue Gasdruck nur $^1/_{1000}$, also in unserem Beispiel $1 \cdot 10^{-7}$ mm *Hg* sein muß.

Zur Ausführung dieses Grundgedankens bedarf es eines Apparats, der eine Kombination von Mc Leod und Hangkapillare darstellt und in Fig. 4 schematisch gezeichnet ist. Das hier abgebildete Mc Leod hat statt der einen Meßkugel deren zwei von verschiedenem Rauminhalt. Die kleinere Kugel besitzt eine Seitenabzweigung 5, gebildet durch ein Kapillarrohr. Dieses mündet in ein Steigrohr größerer lichter Weite. Das Steigrohr besitzt ein eingeschliffenes Glasventil, in das wiederum ein Eisenkern eingeschmolzen ist. Von außen umgibt eine Drahtspule, die in vertikaler Richtung verschiebbar ist, das Glasrohr. Durch Ausschalten einer Stromquelle wirkt die Drahtspule als Elektromagnet, man kann somit das mit Eisenkern versehene Ventil öffnen oder schließen. Die Anwendung dieser Anordnung für Meßzwecke geschieht derart, daß man zunächst das Volumverhältnis von kleiner Kugel plus Kapillare zu großer plus kleiner Kugel plus Kapillare festlegt. Die Bestimmung dieser „Übersetzungszahl" kann etwa durch Austarieren mit Quecksilber vor Zusammenbau der Apparatur geschehen. Alsdann ist die Eich-Hangkurve für das kleine Volumen zu ermitteln. Man läßt hierzu bei geschlossenem Ventil das Quecksilber aufsteigen. Dieses wird im Hauptrohr nur bis an das Ventil gelangen. Die in der großen Kugel enthaltene Gasmenge wird durch den Seitenzweig (Fig. 4, *s*) entweichen, so daß vom aufsteigenden Quecksilber nur das im kleinen Volum befindliche Gas in die Kapillare gedrückt wird. Bei geeignetem Vakuum wird man beim Senken des Quecksilberspiegels eine Hanglänge abmessen können. Läßt man das Ventil weiterhin geschlossen, so bleibt das Seitenrohr *s* mit Quecksilber angefüllt. Nachdem sich nun Druckgleichgewicht zwischen Mc Leod und übriger Apparatur hergestellt hat, hebt man das Queck-

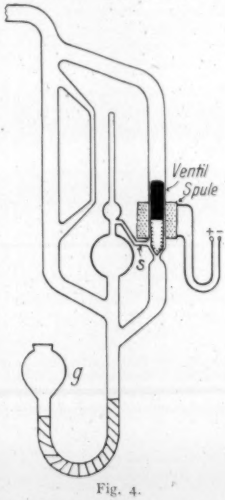


Fig. 4.

silber erneut. Jetzt wird, da der Seitenweg *s* versperrt ist, der Gesamtgasinhalt in die Meßkapillare gedrückt. Da die Apparatur als Mc Leod geeicht ist, kann man somit den Gasdruck ablesen. Durch Wiederholung des Verfahrens bekommt man für verschiedene Gasdrucke die dazu gehörigen Hanglängen. Es ist aus diesen Meßpunkten nach der oben beschriebenen Weise eine Hangkurve konstruierbar. Tritt nunmehr bei sehr niedrigen Gasdrucken der Fall ein, daß selbst bei Hineindrücken des Gesamtgasvolums in die Meßkapillare das Hangphänomen auftritt, so ist dies zu verwenden, um einen Rückschluß auf den in der Apparatur herrschenden Gasdruck zu machen. Man liest die sich ergebende Hanglänge ab und sucht hierzu auf der vordem konstruierten Eichhangkurve den Gasdruck auf. Diese Angabe ist nun mit der Übersetzungszahl zu multiplizieren und ergibt dann den wirklich vorhandenen Gasdruck.

Dies Verfahren ist fortsetzbar. Kennt man zu den Hanglängen beim Einschalten des Gesamtvolums die entsprechenden Gasdrucke, so braucht man nur zu diesen gleichen Drucken die Hanglängen festzustellen, die sich ergeben, wenn man nur das kleine Volum einschaltet. Die letzteren Hanglängen werden, da ja nur eine geringere Gasmenge in die Meßkapillare gedrückt wird, entsprechend größer ausfallen. Aus Gasdruck und Hanglänge ergibt sich somit eine zweite Eichhangkurve. Diese läßt sich in gleicher Weise wie die erste verwenden, um einen Rückschluß auf den Grad des Vakuums in der Apparatur zu machen. Stellen sich nämlich bei Einschalten des Gesamtvolums — bei höheren Graden der Luftleere — Hanglängen von dem Ausmaße her, wie diese in der zweiten Eichhangkurve gegeben sind, so sucht man die hierzu gehörenden Gasdrucke auf und multipliziert sie mit der bekannten Übersetzungszahl; man erhält dann den wirklich vorherrschenden Gasdruck.

Eine Grenze findet das beschriebene Verfahren im folgenden. Bei sehr hohem Vakuum erreichen die in der Kapillarscheitelfläche adhärierenden Quecksilbersäulen eine große Länge — je nach Gestalt der Kapillare etwa 15—20 cm. Es löst sich dann bei derartigen Hanglängen das Quecksilber nicht mehr regelmäßig aus der Scheitelfläche ab, sondern reißt an irgendeiner Stelle unterhalb jener ab, womit eine Messung der Hanglängen unmöglich wird. Bleibt man unterhalb der erwähnten Grenze, so bietet das Hangphänomen nach der beschriebenen Methode ein Mittel, um ein Mc Leod über seinen eigentlichen Meßbereich hinaus nach der Seite höherer Vakua hin zu benutzen.

K. Donat und K. Philipp (Berlin-Dahlem), Die Ausbeute beim β-Rückstoß von Thorium B.

Verläßt ein β-Teilchen den Kern eines radioaktiven Atoms, so erhält das Restatom einen Rückstoß. Die Zahl der Rückstoßatome, die dabei ihre Unterlage verlassen können, und damit auch die Ausbeute beim Rückstoß hängt ab von der Geschwindigkeit, die den Rückstoßatomen erteilt wird, steht also im Zusammenhang mit der Geschwindigkeit der primären β-Strahlen. Für RaB ist die Ausbeute beim β-Rückstoß mehrfach[1]) bestimmt worden. Sie wird jetzt auch bei Thorium B mit Hilfe einer Apparatur gemessen, die der von Barton [l. c.] angegebenen ähnlich ist, jedoch eine doppelte Destillation des Ausgangspräparats gestattet und eine weitgehende Reproduzierbarkeit der Stellung der Auffänger (Rückstoßauffänger und Destillationsauffänger) zueinander ermöglicht. Die Verwendung von ThB als Ausgangspräparat bietet den Vorteil, daß der gleichzeitig auftretende α-Rückstoß von ThC'' aus ThC, der gegen Störungen viel unempfindlicher ist als der weit energieärmere β-Rückstoß, zur Bestimmung des ausgenutzten Raumwinkels und zur dauernden Kontrolle der Apparatur herangezogen werden kann. Die gefundenen Ausbeuten liegen zwischen 2 und 6,5 Proz. Sie sprechen gegen die von A. Muszkat [l. c.] bei RaB erhaltenen Werte, bestätigen aber die Befunde von Barton [l. c.]. Sie stehen dagegen mit der von Barton versuchten Deutung der geringen Ausbeuten beim β-Rückstoß nicht ganz im Einklang. Denn wenn man bei ThB nach den Messungen von Gurney[2]) langsamere primäre β-Strahlen als bei RaB annimmt, so sollte man für ThB eine kleinere Ausbeute beim β-Rückstoß erwarten. — Vielleicht ist aber das Auffangen von Rückstoßatomen als eine Art Kondensation zu betrachten. Dann müßte die Verwendung stark gekühlter Auffangflächen von Vorteil sein, um Verluste durch Reflexionen von Rückstoßatomen am Auffänger zu vermeiden.

1) O. Hahn u. L. Meitner, Verh. d. D. Phys. Ges. **11**, 55, 1909; Physik. Zeitschr. **10**, 697, 1909; W. Makower u. S. Russ, Phil Mag (6) **19**, 100, 1910; A. Muszkat, Phil. Mag. (6) **39**, 690, 1920; A. W. Barton, Phil. Mag. (7) **1**, 835, 1926.

2) R. W. Gurney, Proc. Roy. Soc. London **109**, 540, 1925; **112**, 380, 1926.

BESPRECHUNGEN.

F. W. Aston, The Structural Units of the Material Universe. (Seventh Earl Grey Memorial Lecture.) 8°. 23 S. Mit 5 Fig. Humphrey Milford, Oxford University Press. 1925.

Die kleine Broschüre bringt einen allgemeinverständlichen Überblick über das Gebiet der Isotope, auf dem der Verfasser ja so große Erfolge erzielte. Um dem Laien das Atom etwas näher zu bringen, werden am Anfang einige sehr reizvolle Beispiele gebracht, die die Kleinheit des Atoms recht eindrucksvoll veranschaulichen. Am Schluß werden noch einige allgemeine Bemerkungen über die Kernstruktur, über Atomzertrümmerung und Elementumwandlung gemacht. Dem Nichtphysiker dürfte die Broschüre mühelos einen Einblick in ein wichtiges Teilgebiet der Atomphysik geben.

G. Herzberg.

R. Süring, **Leitfaden der Meteorologie.** (Nach Hann-Sürings Lehrbuch der Meteorologie.) 426 Seiten. Mit 6 doppelseitigen Tafeln, 4 Tabellen, 6 Kartenbeilagen und 85 Abbildungen im Text. Leipzig, Chr. Herm. Tauchnitz. 1927. M. 16.—, geb. 18.50.

Im Anschluß an die im Jahre 1926 von R. Süring herausgegebene 4. umgearbeitete Auflage des Lehrbuchs der Meteorologie von J. v. Hann hat der gleiche Verfasser bereits in diesem Jahre auf Anregung von Fachgenossen einen Leitfaden der Meteorologie folgen lassen. Das vorliegende Buch, dessen Anschaffungspreis nur etwa die Hälfte des Lehrbuchs beträgt, kommt in erster Linie für alle Studierenden der Meteorologie in Frage, kann aber auch jedem Physiker, der sich über die Grundlagen und den jetzigen Stand der Meteorologie orientieren will, wärmstens empfohlen werden.

Der Inhalt des Lehrbuchs mit 867 Textseiten ist im Leitfaden auf 426 Seiten also etwa auf die Hälfte zusammengedrängt worden; die Einteilung des ganzen Stoffes ist bis auf die einzelnen Unterabteilungen herab beibehalten worden; die Kürzung ist fast gleichmäßig bei sämtlichen Kapiteln durchgeführt; hierbei wurde im wesentlichen nach folgenden Gesichtspunkten verfahren: von einer eingehenden geschichtlichen Entwicklung der verschiedenen Theorien zu einem und demselben Thema wurde zumeist abgesehen, vielmehr nur die augenblicklich herrschende Anschauung wiedergegeben; von den verschiedenen experimentellen Versuchen z. B. zur Festlegung von Konstanten wurden nur die neuesten Resultate berücksichtigt; bei der außerordentlichen Reichhaltigkeit des Lehrbuches an Tabellen, Kurvendarstellungen, klimatologischen Mittelwerten verschiedener Stationen konnte, ohne das Verständnis zu beeinträchtigen, der Inhalt auf nur wenige typische Beispiele beschränkt werden. Hiergegen sind die wichtigen physikalisch-theoretischen Ableitungen fast ungekürzt wiedergegeben; da auch die Literaturhinweise fast vollständig beibehalten sind, so kann der Leitfaden in gleicher Weise wie das Lehrbuch als das einzige heute existierende Nachschlagewerk in allen meteorologischen Fragen gelten.

Nur wer wie Hann das ganze damalige Universalgebiet der Meteorologie beherrschte, konnte alleiniger Bearbeiter ein meteorologisches Lehrbuch herausgeben, und wer wie Süring besonders auch in seiner Eigenschaft als Redakteur der Meteorologischen Zeitschrift die ganze Entwicklung der Meteorologie noch miterlebte, und gleichzeitig in jahrelanger engster Zusammenarbeit die Intentionen Hanns kannte, konnte die Herausgabe der 4. Auflage des Lehrbuchs und des vorliegenden Leitfadens in Angriff nehmen. Bei der raschen Entwicklung der Meteorologie gerade in den letzten Jahren, dem Hinzutreten neuer luftelektrischer, optischer und akustischer Probleme, unterliegt es wohl keinem Zweifel, daß auch in der Meteorologie ebenso wie in den übrigen Disziplinen der Physik das Spezialistentum vorherrschend werden wird, so daß für ein neues Handbuch kaum mehr ein, sondern bereits mehrere Verfasser in Frage kommen. Peregrin Zistler.

E. N. da C. Andrade, **The Structure of the Atom.** 3. Aufl. Gr. 8°. XX u. 750 S. Mit 8 Tafeln u. 114 Fig. London, G. Bell & Sons. 1927. Geb. Sh. 30.—.

Der Umfang dieser dritten Auflage, welcher dem der letzten Auflage des Sommerfeldschen Buches nicht mehr wesentlich nachsteht, läßt erkennen, daß diese Darstellung der Atomtheorie fast ebensosehr in Einzelheiten geht, wie das bekannte deutsche Lehrbuch Unwillkürlich wird man daher die Bücher miteinander vergleichen, obwohl ursprünglich das Ziel des Andradeschen Buches wohl ein schlichter Bericht von geringem Umfange gewesen war. Gegenüber dem Sommerfeldschen Buch ist die Anordnung eine andere, insofern zunächst vom Atomkern die Rede ist (180 Seiten) — allerdings mit einigen Ausführungen, die auch in den folgenden Teil gehören — und sodann auf 540 Seiten vom Elektronensystem und den „äußeren" Eigenschaften der Atome. Der frühere langjährige Mitarbeiter Rutherfords gibt im ersten Teil einen sehr viel eingehenderen Bericht über Kernphysik, als Sommerfeld. Im zweiten Hauptteil wird in recht vollständiger und oft sehr anschaulicher Zusammenstellung über die atomphysikalischen Forschungen berichtet, wobei die Literatur bis gegen Mitte 1926 berücksichtigt ist. Die Behandlung des Stoffes reicht weder an Tiefe noch Originalität an die Sommerfeldsche heran, von der sie — wie unvermeidbar — beeinflußt ist. Dafür ist die experimentelle Seite stärker betont. Im ganzen dürfte zutreffen, was der Autor selbst von der Auswahl sagt: daß sie weitgehend durch den Umstand beeinflußt ist, ob in der englischen Literatur bereits zusammenfaßende Berichte über den Gegenstand vorlagen oder nicht. Die deutschen Leser, für welche solche Berichte über die Einzelkapitel aus neuester Zeit wahrlich in genügender Zahl und Güte vorhanden sind, werden für das Buch von Andrade nicht das gleiche Bedürfnis spüren, wie die englische Physikerschaft. Daß ein so lebhafter Kopf, wie der Autor, auch gelegentlich Neues in seine Darstellung verflicht, ist fast selbstverständlich, ebenso daß man öfter auf treffende kritische Bemerkungen stößt. Aber im ganzen gibt das dem Buch keinen eigenen Stempel.

Diesen erhält das Buch hingegen für denjenigen, der über das genügende Feingefühl für engliche Sprache verfügt, durch seinen literarischen Stil. Die Dedikation an Sir E. Rutherford in antikisierendem Englisch ist der krasse Ausdruck einer im Verfasser offenbar tieferliegenden Neigung zum Barock. Auch innerhalb des Textes kommen Wendungen vor, die dem stilistisch Empfänglichen ein Schmunzeln verschaffen werden. Übrigens ist die Sprache als besonders plastisch und leicht verständlich hervorzuheben. Daß range im Englischen doppelsinnig sowohl für die Bahn (von α-Teilchen) als auch für ihre Reichweite vorkommt (S. 13) ist wohl allgemeiner Sprachgebrauch. — Vielleicht interessiert es den einen oder anderen Leser, den Autor in Degenrock und Perücke bei einem Vortrag (ebenfalls in altertümlich gefärbtem Englisch) über alte Luftpumpen abgebildet zu sehen. Es sei diesbezüglich auf Journal of scientific instruments **4**, 130 (1927) verwiesen!

P. P. Ewald.

Vorlesungsverzeichnis für das Wintersemester 1927/28.

Technische Hochschule Aachen. Seitz: Theoretische Physik: Kinetische Gastheorie und Wärmestrahlung, 2; Ausgewählte Kapitel aus der Physik: Elektronen- und Ionenlehre, 2; Experimentalphysik, enzyklopädischer Kurs, 2; Übungen im physikalischen Praktikum, 2; Anleitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl. — **Starke:** Experimentalphysik, I, 4; Übungen im physikalischen Laboratorium, 4 und 2; Anleitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl. — **Pelis:** Allgemeine Meteorologie: Aerologie, 1; Ausgewählte Kapitel der Meteorologie, 1; Meteorologische Technik, 1, Übungen, 2—4. — **Kirschbaum:** Photographie, 1, Übungen, 4; Ausgewählte Kapitel der Physik: Röntgenstrahlen und Radioaktivität, 2. —

Universität Basel. **Hagenbach**: Experimentalphysik II, 6; Physikalisches Praktikum, für Vorgerücktere, tägl., für Anfänger (mit Veillon), 8; Physikalisches Kolloquium, 14 tägig, 2 *g*. — **Matthies**: Thermodynamik, 5, Übungen, 1; Einführung in die Vektor- und Tensorrechnung, 2; Mathematisch-physikalisches Seminar für Vorgerückte, 1; Mathematisch-physikalisches Proseminar, 1. — **Veillon**: Radioaktivität und Atombau, 1. — **Zickendraht**: Radiotelegraphie und -telephonie, 2; Radiotelegraphisches Praktikum, 3; Repetitorium der Elektrizitätslehre, 1. — **Zehnder**: Geschichte der Physik, 1; Synthese des Stoffs, 1. — **Bürki**: Repetitorium der Physikalischen Chemie, 1; Die Atomistik in ihrer Entwicklung, 1. —

Universität Berlin. **Nernst**: Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik, 5; Physikalisches Kolloquium (mit v. Laue), 2 *g*; Physikalische Forschungsarbeiten (mit Wehnelt, Pringsheim, Hettner und Jentzsch), tägl. — **Einstein**: Verschiedenes aus der theoretischen Physik, $1^1/_2$. — **Planck**: Allgemeine Mechanik, 4. — **v. Laue**: Kinetische Gastheorie, 2; Mathematisch-physikalische Übungen, 1 *g*; Physikalisches Proseminar (mit Einstein, Pringsheim und Hettner), $1^1/_2$. — **Hettner**: Theoretische Optik, 4. — **Paschen**: Interferenz und Beugung des Lichtes, 2. — **Gehrcke**: Ausgewählte Kapitel aus der modernen Optik, 1. — **Meitner**: Fragen der Kernphysik, 1. — **Schüler**: Experimentelle Fortschritte in der Atomphysik, 1. — **Westphal**: Ausgewählte Kapitel der Experimentalphysik, 3. — **Mark**: Dynamik der Kristallgitter, 1 *g*. — **Weissenberg**: Der Aufbau der Festkörper, 1. — **Henning**: Einführung in die Thermodynamik, 2. — **Simon**: Das Nernstsche Theorem, 1. — **Kiebitz**: Grundlagen der Hochfrequenztechnik (experimentell), 1. — **Pringsheim**: Anregungen von Quantensprüngen durch Stöße, 2; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, 8. — **Byk**: Absolutes Maßsystem und Dimensionen, 2. — **Jentzsch**: Physik und Industrie mit Besichtigung von Fabriken, 3; Optisches Praktikum für Fortgeschrittene, 4. — **Scheffer**: Wissenschaftliche Mikroskopie und Mikrophotographie, nach Verabredung *g*; Angewandte wissenschaftliche Photographie, nach Verabredung *g*. — **Becker**: Besprechung neuerer Arbeiten zur Quantentheorie (mit Bothe, Löwner und Szilard), 2 *g*. — **Ladenburg**: Besprechung neuerer Arbeiten über Molekülspektren (mit Grotrian), 2. — **Blasius**: Praktische Übungen für Fortgeschrittene, 7. — **Wehnelt**: Physikalisches Anfängerpraktikum, 7. Mathematische Ergänzungen, 1 *g*; Physikalisches Praktikum für Pharmazeuten, 3; Praktikum zur Erlangung von Handfertigkeit für das naturwissenschaftliche Arbeiten, 3. — **Reichenbach**: Naturphilosophische Übungen, 2, Erkenntnistheoretische Probleme der Physik, 2. — **Fock**: Über die Entwicklung der Naturphilosophie in der Neu- und Jetztzeit, 1; Einleitung in die Physik und Chemie, 1. — **v. Ficker**: Allgemeine Meteorologie, 2; Anleitung zur Ausführung meteorologisch-klimatologischer Arbeiten (mit Knoch), tägl. *g*. — **Schweydar**: Angewandte Geophysik, 1. — **Kohlschütter**: Einführung in die Geophysik, 1 *g*. — **Hergesell**: Die Entwicklung der Flugmeteorologie, hierzu Meteorologisches Kolloquium, mit Übungen, nach Verabredung, *g*. — **Less**: Praktische Witterungskunde, 1. — **Knoch**: Klimaschwankungen, 1. — **Kähler**: Einführung in die Wolkenkunde, 1. — **Bartels**: Einführung in die Geophysik, 2. —

Technische Hochschule Berlin. **Kurlbaum**: Experimentalphysik, 4; Physikalische Übungen, 4; Ausgewählte physikalische Übungen für Vorgeschrittene, 8. — **Koch**: Vorkurs zur Physik, im Oktober, 6; Physikalische Übungen, 8; Physikalische Grundlagen der Hochspannungserscheinungen und Hochspannungsmessungen, 2; Drahtlose Telegraphie und Telephonie I und II, 4; Radiotelegraphisches Kolloquium; Besprechung neuer Arbeiten, Stationsbetrieb usw., 14 tägig, nach Verabredung *g*; Radiotelegraphisches Laboratorium, 12; Ausgewählte Kapitel aus der drahtlosen Telegraphie (u. a. Berechnungen und Konstruktionen), 2. — **Wagner**: Die theoretischen Probleme der elektrischen Nachrichtentechnik I, 2. — **Breisig**: Theorie der Anlaufvorgänge nach Heaviside, 2. — **Krigar-Menzel**: Allgemeine Mechanik I: Bewegung von Massenpunkten und von starren Körpern, 4; Theoretische Akustik, 2. — **Becker**: Theorie des Lichtes: Optik, 3, Übungen, 2; Atombau und Spektrallinien, 2. — **Schachenmeier**: Ausgewählte Probleme aus der theoretischen Physik, 1. — **Cranz**: Ausgewählte Kapitel aus der technischen Physik, $1^1/_2$; Übungen zur technischen Physik, 4. — **Angenheister**: Einführung in die Geophysik I, 2; Geophysikalisches Seminar, 2. — **Kassner**: Verdunstung, Feuchtigkeit und Niederschlag als Grundlage von Wasserwirtschaft und Wasserbau, 1. — **Korn** Die Telegraphengleichung, 2; Bildtelegraphie, 1. — **Leithäuser**: Emptangstechnik der drahtlosen Telegraphie und Telephonie, 1. — **Engl**: Elektrische Entladungen in Gasen und ihre Anwendung in der Technik, 2; Akustische Aufgaben und Apparate in der Technik, 1. — **Pirani**: Einführung in die theoretische Behandlung chemischer und physikalischer Probleme mit besonderer Berücksichtigung graphischer Methoden II, 1. — **Gehlhoff**: Physikalische Grundlagen der Lichttechnik, 2. — **Weidert**: Geometrische Optik, 2; Seminar für optisches Rechnen, 2; Optische Instrumentenkunde, 2; Übungen im Gebrauch optischer Instrumente, 2 oder 4. — **Seegert**: Handfernrohre und bildaufrichtende Prismensysteme, 1; Ausgewählte Kapitel aus der Spektroskopie, 2. — **Richter**: Beugungstheorie der optischen Abbildung, 1. —

Universität Bern. **Greinacher**: Experimentalphysik: Wärme, Elektrizität, Magnetismus, 5, Ergänzungen, 1; Repetitorium der Physik, 1; Physikalisches Kolloquium (mit Gruner), nach Verabredung *g*; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4, für Vorgerücktere, 3 halbe Tage, Vollpraktikum, tägl. — **Gruner**: Elektrodynamik: Elektronentheorie 4; Mechanik deformierbarer Körper, 2; Seminar für theoretische Physik, 2. — **Koestler**: Anwendung der Mathematik auf Physik, Chemie und Biologie: Statistische Methoden, 1—2; Elektromagnetische Schwingungen mit Berücksichtigung der drahtlosen Nachrichtenübertragung, 1—2; Anwendungen der Elektrizitätslehre, 1—2. —

Universität Bonn. **Konen**: Experimentelle Mechanik und Akustik, 5; Experimentelle Wärmelehre, 2; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 9; Praktikum für Fortgeschrittene, tägl.; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Pflüger, Eversheim, Grebe und Mecke), 2. — **Eversheim**: Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Mecke), 3; Technische Physik, insbesondere Elektrotechnik, 4; Physikalische Technologie, 2. — **Pflüger**: Theoretische Mechanik, Elastizität, Hydrodynamik, 5. — **Grebe**: Einführung in die theoretische Physik, 3; Anleitung zu selbständigen Arbeiten aus der Physik der Röntgenstrahlen, tägl. — **Mecke**: Kinetische Gastheorie und Wärmestrahlung, 2. —.

Technische Hochschule Braunschweig. **Diesselhorst**: Experimentalphysik I: Elektrizität und Magnetismus, 4; Einführung in die Theorie der Elektrizität, 3; Physikalisches Praktikum I und II; Physikalisches Kolloquium, 14 tägig, 2 *g*. — **Bergwitz**: Elektrische Leitung in Gasen, mit Versuchen, 2; Elektronisch-radiologisches Praktikum, 1 Nachmittag. —

Universität Breslau. **Schaefer**: Experimentalphysik I: Optik und Elektrizität, 5; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler (mit Bartels, Bergmann und Senftleben), 3 oder 6, für Fortgeschrittene (mit Steubing, Bartels, Bergmann und Senftleben), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Reiche, Steubing und Waetzmann), 2 *g*. — **Reiche**: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 5. Seminar 1 *g*; Die neue Entwicklung der Quantentheorie, 2. — **Waetzmann**: Methoden der Schallerzeugung, einschließlich Musikinstrumente, mit Experimenten, 1. — **Steubing**: Röntgenstrahlen und ihre

Anwendungen, 1; Einführung in die Photographie, 1 *g*; Geometrische Optik, 1; Photographische Übungen, 3. — **Jüttner**: Einführung in die theoretische Physik II, 2. — **Bartels**: Physik des Atomkerns: Radioaktivität, Atomzertrümmerung usw., 1, Ausgewählte Kapitel aus der modernen Spektroskopie, 1. — **Bergmann**: Elektronenröhren, Theorie und praktische Anwendungen, mit Demonstrationen, 2. — **Senftleben**: Das Nernstsche Wärmetheorem und seine Anwendungen, 1; Anwendung der Atomphysik auf kosmologische Probleme, 1. —

Technische Hochschule Breslau. **Waetzmann**: Experimentalphysik I, 2; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 3; Physikalisches Zwischenpraktikum, 6; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Schaefer), 2; Physikalisches Seminar, nach Verabredung. — **Schaefer**: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 4. — **N. N.**: Aerostatik, nach Verabredung; Das Verkehrsluftschiff, nach Verabredung. —

Technische Hochschule Brünn. **Lohr**: Allgemeine und technische Physik: Elektromagnetische Erscheinungen und Optik, 3½; Technische Physik II: Elektromagnetische Erscheinungen, 3; Physikalisches Praktikum, 4 und 3. — **Schoklitsch**: Meteorologie und Klimatologie, 3. —

Bergakademie Clausthal. **Valentiner**: Experimentalphysik I: Mechanik starrer, flüssiger und gasförmiger Körper, Wellenlehre, Elektrizität und Magnetismus, 4; Physikalisches Praktikum, 3; Physikalische Grundlagen der Wärmetechnik: Mechanische Wärmetheorie, 2; Kolloquium der Physik und Chemie (mit Birkenbach), 2 *g*. —

Technische Hochschule Danzig. **Ramsauer**: Experimentalphysik I, 5; Kleines Physikalisches Praktikum, 7½; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene I (mit Buchwald), halbtägig; für Fortgeschrittene II, tägl.; Demonstrationspraktikum (mit Wolf), 8; Physikalisches Kolloquium (mit Buchwald), 1 *g*. — **Buchwald**: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4, Übungen, 2 *g*; Statistische Physik, 1. — **Kalähne**: Einführung in die Radio- und Elektrophysik, 1; Photographie und Reproduktionsverfahren, 1; Aufgaben der modernen Akustik und Schwingungslehre, 1; Röntgenstrahlen und ihre Anwendungen, 1; Übungen in Photographie und Reproduktionsverfahren I, für Anfänger, 3, II für Fortgeschrittene, tägl.; Großes radio- und photophysikalisches Praktikum, tägl.; Radio-Praktikum I und II, 4. — **Koschmieder**: Wetterkunde, 2; Diffuse Strahlung in der Atmosphäre, 2; Meteorologisches Kolloquium, 1 *g*. — **Wolf**: Einführung in das kleine physikalische Praktikum, 1, Ergänzungen über praktisches Rechnen, nach Verabredung *g*. — **Brüche**: Physikalische Technik, 1; Handfertigkeitspraktikum, 4½. —

Technische Hochschule Darmstadt. **Rau**: Experimentalphysik unter besonderer Berücksichtigung der technischen Anwendungen: Mechanik der festen, flüssigen und gasförmigen Körper, Wärme, Schwingungslehre (einschließlich Akustik), Geometrische Optik, Farbenlehre, Wellenlehre des Lichtes, 5; Physikalische Übungen, 3 Nachmittage, für Fortgeschrittene, 4 halbe Tage; Selbständige Arbeiten aus dem Gebiete der Physik, nach Verabredung; Physikalisches Kolloquium, 1 *g*. — **Zeinig**: Experimentalphysik: Magnetismus, Elektrostatik, Elektrische Ströme, Optik, 3; Physikalische Meßkunde und Apparatebau, 2; Ausgewählte Kapitel aus der technischen Physik, 1 — 2; Kolloquium in technischer Physik (mit Reutlinger), 1; Arbeiten aus der technischen Physik, nach Verabredung. — **Baerwald**: Theoretische Elektrizitätslehre: Elektrodynamik und Elektronentheorie, 4. — **Knipping**: Physikalisches Seminar für Fortgeschrittene, 2; Röntgenstrahlen, 2, Übungen, 1, Praktikum 3. — **Georgii**: Spezielle Flugmeteorologie, 2; Meteorologisch-flugwissenschaftliches Kolloquium, 2; Meteorologisch-aerologisches Praktikum, Meßflüge, 3; Wetterkundliche Übungen, 1. — **Limmer**: Photographische Übungen A, für Anfänger, 3; für Fortgeschrittene, 6, B, 3; Photographisches Kolloquium, 1 *g*; Grundlagen der Photographie, 2; Photographische Optik und Projektionskunde, 1; Theorie und Praxis der technischen Kopierverfahren, mit Übungen, 1. —

Technische Hochschule Dresden. **Dember**: Experimentalphysik I, 5, für Bauingenieure, 4; Physikalisches Praktikum I, 3 und 6, II (einschließlich Laboratoriumstechnik, 9; Praktikum für größere physikalische Arbeiten, ganztägig; Physikalisches Kolloquium (mit Toepler und Wiarda), 14 tägig, 2 *g*. — **Toepler**: Theoretische Physik: Wärme, 14 tägig, 3, Übungen, 14 tägig, 2; Kinetische Gastheorie und Elektronik, 2; Größere physikalische Arbeiten, ganztägig; Hochspannungspraktikum, ausgewählte Aufgaben für Fortgeschrittene, 6; Kolloquium über Strahlenforschung (mit Wiedmann und Saupe,) 4 wöchentlich, 2 *g*. — **Wiarda**: Variationsrechnung, 2; Einführung in die Relativitätstheorie, 2. — **Wiedmann**: Spektrum und Atombau, 1; Vakuumtechnik, 1; Röntgentechnische und spektroskopische Übungen, 3; Selbständige Arbeiten, ganztägig. — **Saupe**: Grundlagen der medizinischen Röntgentechnik (Röntgenröhren, Röntgenapparate, Meßgeräte) und der Strahlenbiologie, 1. — **Goldberg**: Reproduktionstechnik, 1 *g*. — **Klughardt**: Einführung in die optische Instrumentenkunde: Fernrohre, Mikroskope, Spektralapparate usw., 2; Die Berechnung der optischen Systeme, mit Übungen, 2. — **Luther**: Photographie, 2; Photographisches Praktikum für Anfänger: Positiv- und Negativprozesse, Vergrößern und Projizieren, Stereoskopie, Arbeiten mit orthochromatischen Platten, Exkursionen, 4 und 8; Photographisches Praktikum für Fortgeschrittene: Sensitometrie, Farbenphotographie, Filter- und Plattenguß, Spektro-, Mikro-, Kriminal-, Röntgenphotographie, sonstige Sonderverfahren, Prüfung photographischer Chemikalien, photographisch-chemische Arbeiten, 4, 8 und 12; Selbständige Arbeiten, 2, 4, ganz- und halbtägig; Physikalisch- und anorganisch-chemisches Kolloquium (mit F. Foerster, Lottermoser und E. Müller), 1 *g*. —

Universität Erlangen. **Gudden**: Experimentalphysik II 5; Besprechung physikalischer Tagesfragen (mit Reiger), 1 *g*; Übungen für Anfänger, 4, für Fortgeschrittene, 20 und 40; Wissenschaftliche Arbeiten, ganztägig. — **N. N.** Experimentalphysik IV: Ausgewählte Abschnitte der Elektrizität und Optik, 2. — **Rump**: Röntgenphysik, 1. — **Reiger**: Theoretische Physik: Optik, 4, Übungen, 1 *g*; Wissenschaftliche Arbeiten, 40. —

Universität Frankfurt a. M. **Wachsmuth**: Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik, 5; Schall und Musik, 1 *g*; Repetitorium der Experimentalphysik I, 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 6, für Fortgeschrittene, tägl.; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten (mit Meißner), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Meißner und Madelung), 14 tägig, 2 *g*. — **Meißner**: Höhere Experimentalphysik II: Elektrizität, 3, Übungen, 1; Besprechung neuerer physikalischer Arbeiten, 2 *g*. — **Seddig**: Photographisches Praktikum, 8; Leitung selbständiger Arbeiten aus dem Gebiete der wissenschaftlichen Photographie, tägl.; Übungen im Anstellen von Vorlesungsversuchen und Projektionsübungen, 2; Wissenschaftliche Photographie, 3. — **Déguisne**: Der elektrische Gleichstrom, 3; Elektronenröhren, 1 *g*; Kleines elektrotechnisches Praktikum, 3 oder 6; Großes elektrotechnisches Praktikum, 6 halbe Tage; Wissenschaftliche Arbeiten, tägl.; Kolloquium über angewandte Physik (mit Dessauer), 1 *g*. — **Dessauer**: Physik der Röntgenstrahlen mit Berücksichtigung ihrer medizinischen Anwendung, 1½; Physikalische Grundlagen der Röntgenographie: Photochemische Prozesse bei Röntgenstrahlen, 1; Medizinische Optik: Mikroskope, endoskopische Instrumente, Thermo- und Lumineszenzstrahlung und ihre therapeutische Anwendung, 1; Seminar für medizinische Physik: Lektüre und Besprechung neuerer Arbeiten und Probleme des Gebietes, 2; Wissenschaftliche Arbeiten für

Fortgeschrittene, tägl. — **Linke**: Erdmagnetismus und Polarlicht, 1; Die Probleme der Biokrimatologie, 1 *g*; Meteorologisch-geophysikalisches Kolloquium (mit Gutenberg), 2. — **Gutenberg**: Theorie der Erdbebenwellen, 1. — **Stüve**: Allgemeine Meteorologie, 4; Darstellende Geometrie für Meteorologen, 4. Übungen für Fortgeschrittene, 2 *g*; Synoptische Übungen für Anfänger, 2. —

Bergakademie Freiberg: **Brion**: Elektrotechnik, 3. Praktikum, 2; Experimentalphysik, 4. Praktikum, 2, Repetitorium, 1; Elektrisches Kolloquium, nach Verabredung. — **N. N.**: Radiumkunde, 1; Radioaktives Praktikum, 3; Einführung in die Geophysik, 1. —

Universität Freiburg i. Br. Mie: Experimentalphys k II: Elek rizität und Optik, 5; Die Schrödingersche Mechanik, 2; Physikalische Übungen, 6; Kleines physikalisches Praktikum, 3; Physikalische Übungen für Fortgeschrittenere, tägl.; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl.; Physikalisches und physikalisch-chemisches Kolloquium (mit v. Hevesy), 2 *g*. — **Koenigsberger**: Mathematische Physik: Optik, mit Übungen, 4; Kinetische Gastheorie und Statistik, 2; Einführung in die Geophysik, 1—2 *g*; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Cohn**: Elektrizitätslehre nebst Einführung in die Vektorrechnung, 4. — **Hammer**: Praktische Röntgenkunde für Mediziner, 1; Elektrizität in Gasen: Elektrische Entladungen, Kathodenstrahlen usw., 1; Anleitung zu selbständigen Arbeiten aus dem Gebiet der Radiologie, tägl. — **Kast**: Röntgen-pektroskopie und Atomtheorie, 2. — **Lyon**: Drahtlose Telegraphie, 1. —

Universität Freiburg (Schweiz). Joye: Experimentalphysik, 5, Ergänzungen, 2; Mathematische Physik: Elektrizität, 2; Repetitorium, 1; Physikalische Übungen, 12 und 4; Physikalisches Laboratorium für Fortgeschrittene und Untersuchungsarbeiten, tägl. —

Universität Gießen. König: Experimentalphysik II: Elektrizität, Optik, 5; Physikalisches Praktikum (mit Cermak), 6 und 3; Leitung selbständiger physikalischer Arbeiten (mit Cermak), tägl.; Übungen in Demonstrationsversuchen und Behandlung einfacher theoretischer Hausaufgaben (mit Cermak), 14tägig, 2 *g*; Physikalisches Kolloquium (mit Jaffé und Cermak), 14 tägig, 2. — **Jaffé**: Mechanik kontinuierlich verbreiteter Massen, 3; Quantentheorie, 2; Übungen zur theoretischen Physik, 1; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Cermak**: Handfertigkeitspraktikum, 3; Höhere Experimentalphysik: Elektrizitätsleitung in Gasen, 1. — **Uller**. Einführung in die Technik der Wärmekraftmaschinen, 1; Theorie der elektrischen Schwingungen und Wellen, Radiotechnik; Anleitung zu selbständigen theoretisch-physikalischen Arbeiten. — **Fromme**: Allgemeine Meteorologie und Klimatologie, 2; Synoptische Meteorologie II: Die Wetterprognose, 1. —

Universität Göttingen. Franck: Physikalisches Praktikum, 7 und 4; Physikalisches Seminar (mit Born), 2 *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten (mit Born), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Born, Pohl, Reich), 2 *g*. — **Born**: Atommechanik, 4; Seminar über mathematische und theoretische Physik (mit Hilbert, Courant und Herglotz), $1^1/_2$ *g*. — **Pohl**: Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Rupp**: Ausgewählte Kapitel der Optik, mit Experimenten, 1. — **Oldenberg**: Glühelektrische und lichtelektrische Erscheinungen, 1. — **Frl. Sponer**: Elektronentheorie und Optik, 1. — **Hertz**: Mechanik, 4. Übungen (mit Schuler), 2. — **Hund**: Wärmelehre, 4. Übungen, 1. — **Jordan**: Elemente der Strahlungstheorie und Quantenstatistik, 2. — **Hoppe**: Die Grundbegriffe der Physik, Kraft, Masse, Arbeit, Feld, Energie usw. in historischer Entwicklung, 1. — **Reich**: Angewandte Elektrizität II: Elektromagnetische Schwingungen mit Experimenten, 2, Seminar, 2 *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Elektrophysikalisches Praktikum, 3. — **Prandtl**: Hydrodynamik, 4; Kolloquium über Fragen der angewandten Mechanik (mit Betz, Nadai und Schuler), 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiet der angewandten Mechanik einschließlich Hydrodynamik und Aerodynamik, tägl. — **Nadai**: Ausgewählte Fragen der Festigkeitslehre und Mechanik der bildsamen Zustände, 2; Mechanikpraktikum, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiete der Elastizitäts- und Festigkeitslehre, tägl. — **Betz**: Tragflügel und Flügelräder, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiete der Hydro- und Aerodynamik, tägl. — **Schuler**: Anwendung der Kreiselgesetze in Astronomie, Physik und Technik, 2. — **Wiechert**: Die Erde im Weltganzen, mit astronomischen, physikalischen und geologischen Betrachtungen, 1 *g*; Das Polarlicht und seine kosmischen Beziehungen, 1 *g*; Physik des Erdkörpers: Beschaffenheit, Ebbe und Flut, Erdbeben, Geologisches, Vermessungswesen, angewandte Geophysik, 2; Erdmagnetismus und Luftelektrizität mit ihren kosmischen Beziehungen, 1; Geophysikalisches Seminar, 2 *g*-Geophysikalisches Praktikum und Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiete der Geophysik nach Verabredung *g*. —

Universität Graz. Benndorf: Experimentalphysik: Hydro- und Aeromechanik, 3; Physikalisches Rechnen, 2; Physikalische Übungen für Anfänger I (mit Rumpf), 6, II, 9; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. außer Sonnabend, *g*; Besprechung physikalischer Fragen (mit Radakovič), 2 *g*. — **Hess**: Experimentalphysik I, 5; Physikalische Besprechungen, 2 *g*. — **Rumpf**: Ausgewählte Kapitel aus der neueren Elektrizitätslehre, 2. — **Rosenberg**: Methodik des Unterrichtes in der Mathematik und darstellenden Geometrie, 2; Übungen in der Anstellung physikalischer Schulversuche, 3. — **Radakovič**: Mechanik, 5; Seminar für theoretische Physik, 2 *g*. — **Brell**: Vektorenrechnung mit Übungen, 3. — **Hillebrand**: Astromechanik, 3; Besprechungen aus Gebieten der kosmischen Physik (mit Wegener), 2 *g*. — **Wegener**: Theoretische Meteorologie I: Strahlung, Thermodynamik und Mechanik der Atmosphäre, 3. —

Technische Hochschule Graz. Kohlrausch: Physik I: Optik, 2, II: Physikalische Mechanik und Wärmelehre, 5. —

Universität Greifswald. Krüger: Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik, 4; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler, 6, für Mediziner und Pharmazeuten, 2; Anleitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl.; Besprechung neuerer physikalischer Arbeiten (Kolloquium) (mit Seeliger), $1^1/_2$ *g*. — **Seeliger**: Theoretische Optik, 3, Übungen, 14 tägig, 2; Seminar für Fortgeschrittene: Theorie des Magnetismus, Wellenmechanik, 14 tägig 2; Anleitung zu selbstindigen Untersuchungen, tägl. — **Jung**: Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften, mit Übungen, 3. — **Reinkober**: Ausgewählte Kapitel aus der experimentellen Elektrizitätslehre, 1; Einführung in das physikalische Praktikum: Maßeinheiten und Meßmethoden, 1 *g*; Physikalisches Handfertigkeitspraktikum, 3. — **Mauz**: Einführung in die Wechselstromtechnik, 2, Rechenübungen, 1 *g*; Ausgewählte Abschnitte aus der angewandten Physik, 1 *g*; Hochfrequenz Praktikum, 3. —

Universität Halle. Hertz: Experimentalphysik II: Elektrizität, Magnetismus, Optik, 4; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Praktikum, 6, für Landwirte und Pharmazeuten, 2, für Mediziner, 3; Röntgenstrahlen, 1: Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **Schmidt**: Einleitung in die theoretische Physik, 4; Technisch-wissenschaftliche Arbeiten, tägl.; Technisch-physikalisches Praktikum für Landwirte, 3; Übungspraktikum für angewandte Physik, 6; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **Bernstein**: Industrie und Technik

in der Gegenwart (ausgewählte Kapitel), 2 *g*. — **Hanle**: Physikalisches Proseminar, 14 tägig, 2 *g*; Magneto- und Elektrooptik, 1; Die Bohrsche Atomtheorie, 1. —

Universität Hamburg. Koch: Experimentalphysik II: Wärme, Elektrizität, 4. Physikalisches Praktikum (mit Goos, L. Müller und Minkowski), 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Lenz, Möller, Pauli und Stern), 2. — **Lenz**: Einführung in die Physik atomarer Prozesse, 1; Mechanik II: Kontinua, 4. Übungen, 1; Theoretisch-physikalisches Vortragsseminar (mit Stern und Pauli), 2. **Pauli**: Quantenmechanik II, 2; Physikalisches Proseminar (mit Estermann und Minkowski), $1^1/_2$. — **Minkowski**: Kristalloptik, 2. — **Goos**: Einführung in die Spektroskopie, 1. — **Jensen**: Die ultraviolette Sonnenstrahlung, 1; Kosmophysikalisches Kolloquium, 2. — **L. Müller**: Anleitung zur Ausführung von physikalischen Schulversuchen. — **Salzmann**: Übungen im Glasblasen, 2. — **Schott**: Geophysikalisches Kolloquium (mit Tams und N. N.), 14 tägig, $1^1/_2$. —

Technische Hochschule Hannover. Precht: Experimentalphysik, 4; Physikalisches Praktikum, 4 und 6; Arbeiten im physikalischen Laboratorium für Fortgeschrittene, ganz- und halbtägig; Physikalisches Kolloquium (mit Herweg), 2. — **Herweg**: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus I, 2. Übungen, 1; Drahtlose Telegraphie und Telephonie I, 2; Hochfrequenzpraktikum, für Fortgeschrittene, 2. —

Universität Heidelberg. Lenard: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 4; Physikalisches Praktikum (mit Becker und Schmidt), 6; Physikalisches Seminar und theoretisch-physikalische Übungen, 1 *g*. Wissenschaftliche Arbeiten (mit Becker und Schmidt), tägl. außer Sonnabend. — **Becker**: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4; Physikalische Konstanten, 1. — **Schmidt**: Radiologie: Elektrische Wellen, 2. — **Rasch**: Fernübertragung elektrischer Energie, 1. — **Strecker**: Einführung in die technische Physik, 1. —

Landwirtschaftliche Hochschule Hohenheim. Wigand: Experimentalphysik einschließlich Meteorologie und Klimatologie I, 4; Physikalische Übungen, 2; Physikalische und meteorologische Arbeiten für Fortgeschrittene, nach Verabredung *g*. —

Universität Innsbruck. Lerch: Experimentalphysik I, 5; Physikalisches Praktikum, 6; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, 10 *g*; Radioaktivität, 1 *g*. — **Hammerl**: Elektrische Energieverteilung: Licht und Kraft, 2 *g*. — **March**: Mechanik materieller Punkte und starrer Körper, 5; Übungen im mathematisch-physikalischen Seminar, 2 *g*. — **Scheller**: Einleitung in die Astronomie, 4. Übungen, 1; Thermodynamik der Atmosphäre (ausgewählte Kapitel), 1. — **Wagner**: Allgemeine Meteorologie, 3; Erforschung der hohen Luftschichten, 2. — **Oberguggenberger**: Behandlung moderner Fragen der Astrophysik, 1. —

Universität Jena. M. Wien: Experimentalphysik II: Elektrizität, Magnetismus, Optik, 4; Physikalisches Praktikum für Mathematiker und Physiker, 6. für Chemiker und Pharmazeuten, 4. für Mediziner und Landwirte: 3, für Fortgeschrittene (mit Seminar) (mit Joos), 10; Leitung physikalischer Spezialaufgaben (mit Auerbach, Straubel, Joos und Busch), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Esau und Joos), 2 *g*. — **N. N.**: Experimentalphysik für Fortgeschrittene: Elektrizität II, 2. — **Auerbach**: Entwicklungsgeschichte der modernen Physik, zugleich als Übersicht der Tatsachen, Gesetze und Theorien, 2; Der physikalische Schulunterricht, 1; Das moderne Weltbild auf der Grundlage der Relativität und der Energetik, 1. — **Joos**: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 3; Theoretisch-physikalisches Seminar, Übungen, 1. für höhere Semester, 1 *g*; Molekularstatistik und Theorie der Strahlung, 2. — **Esau**: Hochfrequenztechnik, 24 Hochspannungstechnik, 1; Krattmaschinen für Landwirte, 1; Technisch-physikalisches Praktikum, 3; Großes technisch-physikalisches Praktikum, tägl.; Technisch-physikalisches Seminar, *g*. — **Becker**: Praktische geophysikalische Übungen, nach Verabredung *g*. —

Technische Hochschule Karlsruhe. Gaede: Physik I A, 2 II A, 2; Physikalisches Laboratorium, 6; Anleitung zu selbständigen Arbeiten im physikalischen Institut, nach Verabredung. — **Ewald**: Theoretische Physik II: Ausgewählte Kapitel aus Elektrodynamik und Optik, mit Übungen, 2. — **Peppler**: Allgemeine Meteorologie II, 3. — **Riede**: Technische Optik B: Wellen- und Strahlungslehre, 2; Die elektrischen Eigenschaften der Metalle und ihre Deutung, 1. —

Universität Kiel. Geiger: Experimentalphysik: Elektrizität und Optik, 4; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Zahn), 4, für Vorgeschrittene, 8; Forschungsarbeiten (mit Kossel), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Kossel und Zahn), $1^1/_2$ *g*. — **Zahn**: Ergänzungen zur Experimentalphysik: Vorführung und Besprechung ausgewählter Versuche, 2. — **Kossel**: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4, Übungen, 1; Ausgewählte Fragen der theoretischen Physik, für Vorgeschrittene 1 *g*. — **Martienssen**: Elastizitätstheorie und Hydrodynamik 3. — **Schmidt**: Anleitung zu physikalischen Schülerübungen, 1. —

Universität Köln. Rinkel: Experimentalphysik I: Mechanik, Wärme, Elektrizität, 5; Kleines physikalisches Praktikum, 8; Großes physikalisches Praktikum, 28. — **Försterling**: Elektrodynamik, 4; Wissenschaftliche Arbeiten für theoretische Physik, tägl.; Seminar für theoretische Physik, 2. — **Falkenhagen**: Übungen zur Elektrodynamik, 2; Grundlagen der Quantentheorie, 1; Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften, mit Übungen, 4. — **Wever**: Thermische Eigenschaften der Metalle, 2. —

Universität Königsberg i. Pr. Kaufmann: Experimentalphysik II: Elektrizitätslehre, 4; Physikalisches Praktikum (mit Gans), 6; Physikalisches Kolloquium (mit Gans), 14 tägig, 2 *g*; Physikalisches Proseminar (mit Gans, Hoffmann und Kretschmann), 2 *g*. — **Hoffmann**: Experimentalphysik II: Elektrizitätslehre, 2, Physikalisches Praktikum, 2. — **Gans**: Molekular- und Atomphysik, 4; Übungen zur theoretischen Physik, 1 *g*; Selbständige Arbeiten in experimenteller und theoretischer Physik, ganztägig. — **Kretschmann**: Wärmelehre, 4. —

Universität Leipzig. Debye: Experimentalphysik II: Licht, Magnetismus, Elektrizität, 5; Höhere Physik, experimentelle und mathematische Ergänzungen zur allgemeinen Experimentalphysik, 2; Physikalisches Praktikum (mit Möbius und Kämpf), 9; Praktikum für Fortgeschrittene (mit Marx, Schiller, Karolus, Möbius und Kämpf) 9; Selbständige physikalische Arbeiten (mit Marx, Schiller, Karolus, Möbius und Kämpf), tägl.; Physikalisches Kolloquium, $1^1/_2$ *g*; Selbständige physikalische Arbeiten (mit Wentzel und H. Schmidt), tägl. — **Marx**: Elektrizitätsübergang in Gasen, mit Experimenten, 1; Radiologisches Praktikum, 2. — **Schiller**: Einführung in die technische Wärmelehre, 2. — **Karolus**: Hochfrequenztechnik: Drahtlose Telegraphie und Telephonie, 2; Praktikum für Hochfrequenztechnik, 2. — **Wentzel**: Theorie der Elektrizität, 3; Theorie der Wärmestrahlung, 2. — **Möbius**: Die spektroskopische Erforschung des Atominnern, 2. — **Kämpf**: Farbenphotographie mit Experimenten, 1. — **H. Schmidt**: Die Variationsprinzipe der analytischen Mechanik, 2. — **Weickmann**: Die Klimate der geologischen Vorzeit, 2 *g*; Dynamik der Atmosphäre, 2; Arbeiten im Geophysikalischen Institut, tägl. *g*; Geophysikalisches Praktikum, 3; Geophysikalisches Kolloquium, 14 tägig, 2 *g*. —

Universität Marburg. **Grüneisen**: Experimentalphysik II: Elektrizität, Magnetismus, Optik, 5; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene: Leitung wissenschaftlicher Arbeiten (mit Schulze und Tomaschek), tägl., für Anfänger (mit Tomaschek), 6, für Mediziner, 3. — **Schulze**: Einleitung in die theoretische Physik: Elektrizität, Optik, 2; Mechanik II: Elektrizitätstheorie und Hydrodynamik, 5; Theoretisch-physikalisches Seminar, 2 *g*. — **Berek**: Vorträge aus dem Gebiete der technischen Optik, 1; Geometrische Optik, mit Übungen, 2. — **Tomaschek**: Einführung in die Atomphysik I, 2. —

Universität München. **M. Wien**: Experimentalphysik II: Elektrizität, Magnetismus, Optik, 5; Physikalische Übungen, 4 oder 8; Anleitung zu selbständigen Arbeiten für Geübtere, tägl.; Übungen für Fortgeschrittene, ganztägig. — **Sommerfeld**: Maxwellsche Theorie der Elektrodynamik, 4, Übungen, 2 *g*; Seminar (mit Ott), 2 *g*; Über Quantenmechanik, für Vorgeschrittene, 2. — **Schmauss**: Meteorologie I, 4; Meteorologisches Seminar (Ergänzungen), 1 *g*. — **Graetz**: Analytische Mechanik, 4, Übungen, 1; Einleitung in die theoretische Physik I, 4. — **Rüchardt**: Ausgewählte Kapitel aus der Elektrizität und Optik, 3; Seminar über neuere Fragen der Experimentalphysik (mit Kirchner), $1^1/_2$ *g*. — **Kirchner**: Physik der Röntgenstrahlen, mit Experimenten, $^3/_4$. — **Ott**: Vektoranalysis und Einführung in die theoretische Physik, 3; Kinetische Gastheorie, 2. —

Technische Hochschule München. **Zenneck**: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, Optik, Magnetostatik, Elektrostatik, 6; Physikalisches Praktikum, 4 oder 8, für Fortgeschrittene (mit Kulenkampff), halbtägig; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten, ganztägig. — **K. T. Fischer**: Grundzüge der Physik I: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 3; Elektron- und Atombau, mit Versuchen, 2; Praktisch-physikalische Übungen, 4; Einführung in die wissenschaftlichen Methoden der Physik: Anleitung zu selbständigen Arbeiten, 8. — **Emden**: Grundzüge der mechanischen Wärmetheorie, 2; Meteorologie und Klimatologie, 2. — **Kulenkampff**: Die experimentellen Grundlagen der Quantentheorie, 1. — **Kühl**: Theorie und Konstruktion des photographischen Objektivs, 2. — **Dieckmann**: Drahtlose Telegraphie und Telephonie, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus dem Gebiete der angewandten Physik, halb- oder ganztägig. — **Huber**: Ausgewählte Kapitel aus dem Gebiete der Klimatologie: Die Alpen und das Alpenvorland, 1. — **Knoblauch**: Ausgewählte Kapitel der technischen Thermodynamik, 2; Technisch-physikalisches Praktikum, 4; Anleitung zur Ausführung wissenschaftlicher Arbeiten auf dem Gebiete der technischen Physik, halb- oder ganztägig. — **Reiher**: Technisch-physikalische Meßtechnik: Theorie der Meßmethoden für Temperatur, Druck, Geschwindigkeit, Menge usw., 2; Lichttechnik und Wärmestrahlung, 1; Probleme des Wärmeschutzes und der Schalltechnik im Bauwesen, 2; Entwerfen technisch-physikalischer Apparate, 2. — **Nusselt**: Gesetze der Wärmeströmung, 3. —

Universität Münster. **Schmidt**: Experimentalphysik: Elektrizität und Optik, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Szivessy), 3 und 6, für Mediziner, 3, für Fortgeschrittene, tägl.; Physikalisches Seminar (mit Szivessy), 14 tägig, 2 *g*. — **Kratzer**: Mechanik, 4, Übungen, 2 *g*; Theorie der Spektren, 2; Theoretisch-physikalisches Seminar, 2 *g*. — **Szivessy**: Kinetische Gastheorie, 1. — **Siemens**: Elektrotechnik: Ergänzung zur Experimentalphysik, mit Vorführungen und Lichtbildern, 2 *g*. —

Universität Prag. **Rausch-Traubenberg**: Experimentalphysik I, 5; Einführung in die Physik, 5; Physikalisches Praktikum I, 3 oder 6 *g*, für Mediziner, 3 *g*, Physikalische Vortragsübungen, für Lehramtskandidaten, 2 *g*; Physikalisches Kolloquium (mit Frank und Fürth), 2 *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, ganztägig *g*. — **Frank**: Hydrodynamik und Aerodynamik, 3; Die Hauptsätze der Wärmelehre, 2; Seminar für theoretische Physik, 2 *g*. — **Fürth**: Einführung in die theoretische Physik I: Mathematische Grundlagen, klassische Elektrodynamik, 4; Statistische Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Vorgeschrittene, ganztägig *g*. — **Spitaler**: Kosmische Physik II, Geophysik: 4; Bearbeitung meteorologischer Beobachtungen, 1; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, für Vorgeschrittene, *g*. — **Pollak**: Ausgewählte Kapitel aus der allgemeinen Klimatologie, 2; Geschichte der Meteorologie und Wettervorhersage, 2. —

Technische Hochschule Prag. **Tuma**: Physik, 5; Technische Physik, 3; Physikalisches Praktikum, 3 und 6. — **Lechtenecker**: Ausgewählte Kapitel der Physik: Wärmestrahlung, 2. — **Koerner**: Wärmelehre der Gase, 2. —

Universität Rostock. **Füchtbauer**: Experimentalphysik: Wärme, Elektrizität, 4; Physikalische Übungen, 8; Physikalisches Seminar (Kolloquium), 14 tägig, $1^1/_2$ *g*; Wissenschaftliche Arbeiten, tägl. — **N. N.**: Theoretische Optik, 4, Übungen, 1; Atom und Molekül, für Fortgeschrittene, 14 tägig, 2. — **Falckenberg**: Physik der freien Atmosphäre, 1; Meteorologisches Praktikum für Fortgeschrittene, tägl., für Anfänger, 4. —

Technische Hochschule Stuttgart. **Regener**: Physik I: Experimentalmechanik einschließlich Akustik, 3, III: Elektrizität I, 3; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 3, für Fortgeschrittenere, 6; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Ewald), $1^1/_2$. — **Braunbek**: Physikalische Messungen, 2; Sondergebiete der technischen Physik, 1. — **Ewald**: Theoretische Physik III: Elektrodynamik, 4, Übungen 2; Atomlehre, Übungen, 1; Seminar für Atomphysik (mit Fues), 1—2. — **Fues**: Relativitätstheorie, 1; Wellenmechanik, 1. — **Glocker**: Röntgentechnik, 2; Röntgenpraktikum für Anfänger, 3, für Fortgeschrittene, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten im Röntgenlaboratorium, tägl.; Übungen zur Materialprüfung mittels Röntgenstrahlen, 3. — **Wigand**: Meteorologie, 2; Geophysikalisch meteorologisches Kolloquium (mit Kleinschmidt), 14 tägig, 2 *g*. —

Universität Tübingen. **Gerlach**: Experimentalphysik: Eektrizität, Magnetismus, Wärme, 5; Quantentheorie und Atomistik, 2; Physikalisches Seminar, 1 *g*; Physikalische Übungen für Anfänger, 4, für Mediziner, 3, für Fortgeschrittene, tägl.; Wissenschaftliche Untersuchungen (mit Back), ganztägig; Physikalisches Kolloquium (mit Landé und Back), 2 *g*. — **Landé**: Thermodynamik, 4; Relativitätstheorie, 1. — **Back**: Linienspektren und periodisches System der Elemente II, 1. —

Universität Wien. **Jäger**: Mechanik und Akustik, 5; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. *g*. — **Meyer**: Radioaktivität, 3; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. *g*. — **Ehrenhaft**: Experimentalphysik, 5, Mathematische Ergänzungen, 1 *g*, Demonstrationsergänzungen, 2 *g*; Seminar, 1 *g*; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. *g*. — **Schweidler**: Experimentalphysik, 5, Atmosphärische Elektrizität, 1 *g*, Demonstrationsergänzung, 1 *g*; Mittelschul-Experimental-Praktikum, 6; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. g; Besprechung neuerer Arbeiten, 1 *g*. — **Thirring**: Theorie der Wärme, 5; Seminar für theoretische Physik, 1 *g*, Proseminar, 1 *g*. — **Hascheck**: Physikalisches Praktikum, 6; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, 12; Physikalische Apparate und Versuchsanordnungen, 2. — **Kottler**: Elektrizität und Magnetismus, 5. — **Przibram**: Experimentelle Atomistik, 3. — **Haas**: Quantenmechanik, vom Standpunkt der Heisenberg-Schrödingerschen Theorie, 1. — **Smekal**: Partielle Differentialgleichungen der Physik I, 3; Physikalisches Praktikum, 6; Kristallphysik 1: Elastizität, Wärmebewegung, Plastizität, 2. — **Hauer**: Arbeiten auf

dem Gebiete der medizinischen Physik, 10. — **Sirk**: Vektoranalysis, 2; Einführung in die theoretische Physik, 3. — **Flamm**: Quantenstatistik, 1. — **Konstantinowsky**: Ausgewählte Kapitel aus der Theorie des Fernsprechwesens, 1. — **Schrutka**: Seminar für angewandte Mathematik, $1^1/_2$ *g*; Grundlehren der mathematischen Statistik, 2. — **Kirsch**: Einführung in wissenschaftliche Arbeiten, 4; Kernphysik, 2. — **Exner**: Geophysik, 5; Besprechung neuerer Arbeiten aus Meteorologie und Geophysik, 2 *g*. — **Schmidt**: Einführung in die Theorie des Luftaustausches und seiner Wirkungen auf das Klima, 1. — **Conrad**: Das Klima der Tropen, 2. —

Technische Hochschule Wien. **Mache**: Physik, 3; Ausgewählte Kapitel der Physik, 2; Physikalisches Praktikum II, 30. — **Flamm**: Physik: Physikalische Optik, 2; Geometrische Optik, 2; Kinetische Theorie der Materie, 1. — **Aigner**: Spezialvorlesungen aus technischer Physik, 3. — **Smekal**: Partielle Differentialgleichungen der Physik, 3; Kristallphysik I: Mechanik, Thermodynamik, Plastizität, 2. — **v. Hofe**: Über Fernrohre, 2; Über Mikroskope, 2. — **Bauer**: Theorie des Atombaues und der Spektren, 2; Spezielle Probleme der allgemeinen Relativitätstheorie, 1. —

Universität Würzburg. **Harms**: Theoretische Physik: Optik, 4. Übungen, 1 *g*; Vektoranalysis, 1; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Wagner**: Experimentalphysik II: Elektrizität, Magnetismus, Optik, 4; Physikalisches Praktikum, 6 und 3; Praktikum für Fortgeschrittene, halbtägig; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **Glaser**: Physik der Sonne und der Fixsterne, 1 *g*; Technische Physik: Maß und Messen, technische Mechanik, einschließlich Aerodynamik und Hydrodynamik, 2, Übungen, 3 *g*; Anleitung zur Ausführung selbständiger Arbeiten, tägl.; Besprechung aus physikalischen Sondergebieten und Exkursionen, nach Verabredung. —

Universität Zürich. **Meyer**: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 5, Ergänzungen, 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger, $3^1/_2$, für Vorgerücktere, halbtägig; Physikalisches Praktikum: Ausführung selbständiger wissenschaftlicher Arbeiten, tägl.; Seminar über Experimentalphysik (mit Bär), 2 *g*; Physikalisches Kolloquium (mit N. N.), 2 *g*. — **N. N.**: Mechanik der Kontinua, 4. Proseminar, 1; Quantentheorie, 2; Seminar für theoretische Physik, 2 *g*. — **Ratnowsky**: Thermodynamik, 2. — **Bär**: Übungen im Demonstrieren von Schulexperimenten, 2; Ionen und Elektronen, 1. —

Eidgenössische Technische Hochschule Zürich. **N. N.**: Physik: Mechanik, Akustik, Elektrizität, 4, Repetitorium, 1; Molekularkräfte, 2; Wissenschaftliche Arbeiten in Physik, 8, 12, 24; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Scherrer und Tank), 4 und 8; Physikalisches Kolloquium, 2. — **Scherrer**: Experimentalphysik, 4. Repetitorium, 1; Atombau, 2; Vollpraktikum und Leitung wissenschaftlicher Arbeiten, 8, 12 und 24. — **Tank**: Physik I, 3, Übungen, 1; Drahtlose Telegraphie, 2, Wissenschaftliche Arbeiten in Physik, 8, 12 und 24. — **Andronescu**: Grundzüge der theoretischen Elektrotechnik, 2. — **Dällenbach**: Über Schallmessung, 1 *g*. — **Hückel**: Theorie der Lösungen, 2. — **Kienast**: Potentialtheorie, 2. — **Maschatscheck**: Grundzüge der Meteorologie und allgemeinen Klimatologie, 2; Übersicht der außereuropäischen Erdteile I, 2; Geographische Übungen, mit Berücksichtigung der Schweiz, 2; Geographisches Praktikum, 6. — **Rüst**: Photographie I, 2; Photographisches Praktikum, 2. —

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.

Habilitiert: An der Universität Jena Dr. Ing. Herbert Brintzinger für physikalische und anorganische Chemie.

Ernannt: Der Privatdozent an der Universität Göttingen Dr. Alexander v. Ostrowski-Kiew zum ord. Professor der Mathematik an der Universität Basel, der Privatdozent an der Universität Hamburg Dr. Heinrich Behnke zum ord. Professor der Mathematik an der Universität Münster i. Westf., der a. o. Professor an der Universität Jena Dr. Abraham Esau zum ord. Professor der technischen Physik ebenda, der Privatdozent an der Technischen Hochschule Charlottenburg Dr. A. Schönberg zum a. o. Professor für organische Chemie ebenda, Dr. Dwight L. Scoles zum Assoc. Professor für Chemie an der Long Island University in Brooklyn, der ord. Professor an der Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich Dr. Peter Debye zum ord. Professor der Experimentalphysik an der Universität Leipzig, der Lektor an der Universität Kopenhagen Dr. Werner Heisenberg zum ord. Professor der theoretischen Physik an der Universität Leipzig, Dr. Rudolph I. Anderson von der New York State Agricultural Experiment Station in Geneva zum Professor für Chemie an der Yale-University in New Haven, der ord. Professor an der Technischen Hochschule Aachen Dr. Walter Steubing zum ord. Professor für Photographie an der Universität Breslau, der Leiter des Anorganisch-wissenschaftlichen Laboratoriums des Vereins für chemische und metallurgische Produktion in Aussig Dr. Werner Mecklenburg zum ord. Professor für anorganische technische Chemie an der Technischen Hochschule in Moskau, John A. Timm zum Assist. Professor für Chemie an der Yale-University in New Haven.

Nobelpreise für Physik 1927: Professor Arthur H. Compton von der Universität von Chicago und Professor Charles Thomas Rees Wilson von der Universität Cambridge England.

Ehrung: Der ord. Professor der theoretischen Physik an der Universität Göttingen Dr. Max Born bei Eröffnung des H. H. Wills Plupics Laboratory zum Dr. h. c. der Bristol University ernannt.

Gestorben: Der Chemiker Professor Dr. Ludwig Darmstädter in Berlin, der Dozent für physikalische Chemie am K. Polytechnikum in Mailand Professor Giulio Coffetti, der ord. Professor für Nahrungsmittel- und gerichtliche Chemie an der Universität Halle Dr. Robert Beumert, der ord. Professor der Physik an der Universität Amsterdam Dr. R. Sissingh, der emer. Professor der anorganischen Chemie an der Technischen Hochschule Wien Hofrat Dr. Max Bamberger, der ord. Professor für Technologie der Brennstoffe an der Technischen Hochschule Wien Hofrat Dr. Hugo Stroche.

Gesuche.

Physiker

mit Industriepraxis und guter physikalischer Allgemeinbildung, der den Nachweis für selbständiges erfolgreiches Arbeiten erbracht hat, sucht Stellung bei Behörde oder Industrie.

Zuschriften an den Verlag der Physikalischen Zeitschrift (S. Hirzel) in Leipzig C 1, Königstr. 2, erbeten.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.